AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Sechstes Heft | Zweiter Jahrgang | November 1937

Magnetische Schallaufzeichnung mit Filmen und Ringköpfen[1]

Von Heinz Lübeck

Mitteilung aus dem Magnetophonlaboratorium der AEG.

Mit 25 Abbildungen

§ 1. Geschichtliches

Nachdem POULSEN erstmalig 1900 die magnetische Schallaufzeichnung angegeben hatte[2]), befaßten sich RELLSTAB und WEST[3]) [4]) mit der Weiterentwicklung dieses Verfahrens. Während man bei den ersten Versuchen mit Stahldrähten von 1 mm Durchmesser und Geschwindigkeiten bis zu 20 m/sec arbeitete, wurde 1903[5]) ein zu brauchbaren Resultaten führendes Verfahren ähnlich dem Schallplattenverfahren mit nadelförmigem Spulenkern beschrieben.

Weitere Veröffentlichungen erfolgten erst zu einer Zeit, als man anfing, die Verstärkertechnik zu beherrschen. 1921 wies NASARISCHWILY[6]) erstmalig auf die Möglichkeit hin, metallisiertes Papier als Tonträger zu verwenden. 1930 befaßte sich STILLE[7]) mit der Verwendungsfähigkeit des Stahltonverfahrens für den Tonfilm und gab seine Erfahrungen mit diesem Verfahren bekannt; so u. a., daß die Lautstärke der Magnetisierung nach 16jähriger Lagerung noch nicht merklich nachgelassen hatte. 1932 endlich befaßten sich gleichzeitig HORMANN[1]), MEYER und SCHÜLLER[2]) sowie BEGUN[3]) mit den theoretischen Grundlagen des Verfahrens und zwar im Wesentlichen unter Verwendung von Stahldrähten und Bändern und einpoligen oder beidseitig anliegenden zweipoligen Lösch-, Aufsprech- bzw. Abhörmagneten.

§ 2. Aufgabenstellung

In der vorliegenden Arbeit waren die erstmalig von SCHÜLLER[4]) angegebenen ringförmigen, einseitig anliegenden Sprech- und Hörköpfe zu untersuchen in Verbindung mit einem nach Patenten von PFLEUMER von der AEG. und IG.-Farben-Industrie entwickelten Tonträger, bestehend aus einem unmagnetischen Trägerfilm von im Mittel 30 μ Stärke — eine Grenze, die durch die erforderliche Reißfestigkeit gegeben ist — und einer auf diesen aufgebrachten ferromagnetischen Pulverschicht von ca. 20 μ Stärke, deren einzelne voneinander isoliert aufgetragene Körner bei den verschiedenen zur Verwendung kommenden Materialien Durchmesser zwischen 0,1 und 5 μ haben.

[1]) Dissertation an der Technischen Hochschule Charlottenburg.

[2]) V. POULSEN, Ann. Physik 1 (1900), S. 754.

[3]) Dr. RELLSTAB, Der Telephonograph, Elektrotechn. Z. 22 (1901), S. 57.

[4]) JUL. H. WEST, Über den Telephonographen von V. POULSEN, Elektrotechn. Z. 22 (1901), S. 181, 246.

[5]) Elektrotechn. Z. 24 (1903), S. 752, Bericht über einen Artikel im Electrician.

[6]) A. NASARISCHWILY, Elektrotechn. Z. 42 (1921), S. 1068.

[7]) Dr. C. STILLE, Die elektromagnetische Schallaufzeichnung, Elektrotechn. Z. 51 (1930), S. 449.

[1]) E. HORMANN, Zur Theorie der magnetischen Schallaufzeichnung, Elektr. Nachr.-Techn. 9 (1932), S. 388.

[2]) E. MEYER und E. SCHÜLLER, Magnetische Schallaufzeichnung auf Stahlbänder, Z. techn. Physik 13 (1932), S. 593.

[3]) S. BEGUN, Beitrag zur Theorie der elektromagnetischen Tonaufzeichnung auf Stahldraht, Dissertation an der T. H. Berlin, 1933.

[4]) E. SCHÜLLER, Magnetische Schallaufzeichnung, Elektrotechn. Z. 56 (1935), S. 1219.

Ein Aufzeichnungsverfahren mit diesen Betriebselementen hat vor dem sonst üblichen Stahltonverfahren den wesentlichen Vorteil, daß das benutzte Filmband erstens leichter und dünner, zweitens genau wie ein normaler Film beliebig zusammensetzbar ist und daß es schließlich bedeutend billiger in der Herstellung ist und aus diesen Gründen ein wesentlich wirtschaftlicheres Arbeiten gestattet.

Nachteilig erscheint zunächst, daß mit Filmen nie die Empfindlichkeit des Stahlbandes erreichbar ist und daß bei den Ringköpfen nicht der gesamte Magnetfluß zur Aufzeichnung verwendet werden kann, sondern nur der aus dem Spalt herausstreuende Fluß. Diese beiden Nachteile sind jedoch leicht durch erhöhte Verstärkung wettzumachen. Andererseits ergibt sich aber gegenüber den bisher bekannten Verfahren bei der Filmaufzeichnung der Vorteil, daß es bei verhältnismäßig niedrigen Arbeitsgeschwindigkeiten möglich wird, einen wesentlich günstigeren Frequenzgang zu erzielen. Dieser Umstand ermöglicht wiederum eine weitere Herabsetzung der Bandgeschwindigkeit bei normalen Ansprüchen (Diktierzwecke, Wiedergabe von Vorträgen usw.) verbunden mit einer erhöhten Spieldauer bei gleicher Bandlänge und damit erhöhter Wirtschaftlichkeit. Umgekehrt ist heute schon unter Verwendung von Filmen mit geeignetem Tonträger bei einer Bandgeschwindigkeit von nur 60 cm/sec mit den einfachsten Mitteln ein linearer Frequenzgang von 50—10000 Hz erreichbar. Die Filme sind ferner praktisch unbegrenzt haltbar und verwendbar. Im Laboratoriumsbetrieb wurde beinahe täglich ein normaler Film beim Betriebe in endloser Schleife ohne merkliche Abnutzung ca. 10000mal abgespielt. Seine Qualität verbessert sich sogar dauernd infolge der Glättung der Oberfläche und der damit verbundenen Senkung des Störpegels.

Aufzeichnung und Löschung mit Ringköpfen

§ 3. Remanenz der Sprechkopfkerne

Die bei den Versuchen zur Verwendung gelangten ringförmigen, einseitig anliegenden Sprechköpfe waren mit einem Aufsprechspalt an der Berührungsstelle von Sprechkopf und Tonträger versehen. Sie trugen eine Wicklung, die gleichzeitig der Gleichstrom- und der Wechselstromerregung diente. Der Kopfdurchmesser betrug 26 mm, der Kernquerschnitt 3 × 7 mm, die Spaltbreite des Aufsprechspalts ca. 0,03 mm.

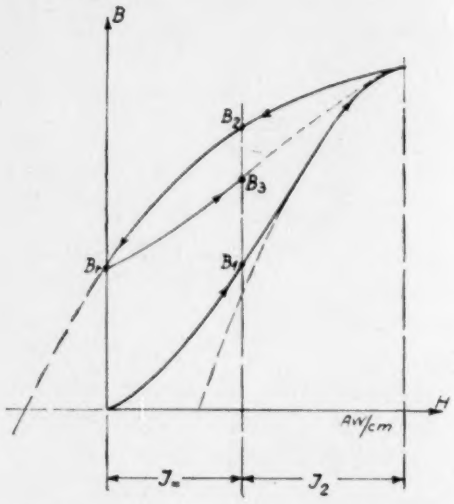


Abb. 1. Induktionsänderung im Sprechkopfkern bei starken Sprechstromimpulsen (J_2)

In der Praxis hatte sich gezeigt, daß die Remanenz des Sprechkopfkernmaterials sich schädlich auf die Wiedergabequalität auswirkt.

Um eine gute und verzerrungsfreie Aussteuerung des Tonträgers zu erzielen, muß dieser durch ein Gleichfeld vormagnetisiert werden. Zur Erzeugung dieses Vormagnetisierungsfeldes wird die Sprechkopfwicklung von dem Gleichstrom $J_=$ durchflossen (Abb. 1). Unter der Annahme, daß der Kern jungfräulich war, entsteht daher in ihm die Induktion B_1. Bei normalen Sprechamplituden schwankt die Induktion im Kern demnach um diesen Mittelwert. Trifft jedoch ein starker Impuls von der Größe J_2 auf die Sprechkopfwicklung, so kehrt die Induktion im Kern nicht nach dem Wert B_1, sondern nach B_2 zurück und schwankt von jetzt ab um diesen Punkt als Mittelwert. Bei Abschalten und wiederholtem Einschalten gelangt man schließlich zu der Induktion B_3. Diese Induktionswerte B_1 bis B_3 sind aber maßgebend für die Luftspaltinduktionen; und die

der Tonträger magnetisierenden Felder H_1 bis H_3 sind diesen Induktionswerten direkt proportional. Wie man aus Abb. 2 erkennt, bewirken derartige Feldänderungen eine Verschiebung des Arbeitspunktes auf der Magnetisierungsschleife des Tonträgers von A_1 nach A_2 bzw. nach A_3 und diese Verschiebung hat zur

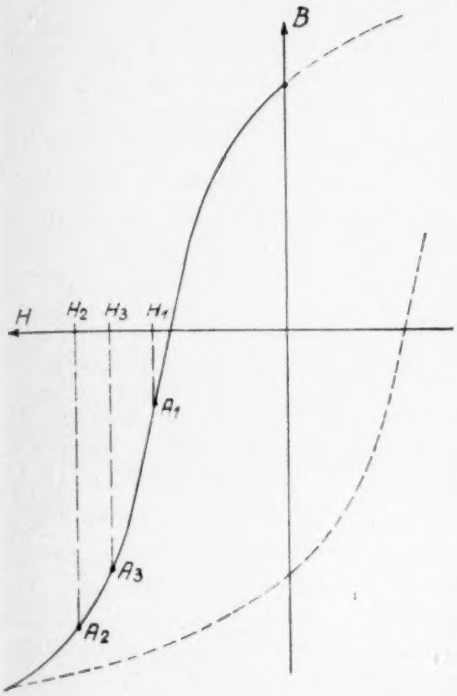


Abb. 2. Verschiebung des Arbeitspunktes auf der Magnetisierungsschleife des Tonträgers infolge starker Sprechstromimpulse

Folge, daß der Tonträger in einem stark gekrümmten Teil seiner Charakteristik ausgesteuert wird.

Zur Erzielung einer genau definierten und reproduzierbaren Magnetisierung des Tonträgers benötigt man daher, wie schon erwähnt, einen möglichst remanenzfreien Sprechkopfkern. Aus diesem Grunde hatte man bisher Isoperm als Kernmaterial verwendet und den Sprechkopf mit einem zusätzlichen Luftspalt versehen, um eine noch stärkere Scherung der Magnetisierungsschleife des Kerns und damit eine weitere Herabsetzung der Remanenz zu erzielen.

An Hand einer schematischen Figur (Abb. 3) sei nun erläutert, wie sich die Remanenz noch weiter herabdrücken läßt. I sei die Magnetisierungsschleife eines geschlossenen Isopermringes und M die Schleife eines ebenfalls geschlossenen Ringes aus einer hochpermeablen Legierung. Nunmehr werde in beide Ringe ein gleich großer Luftspalt eingefügt. Um in dem offenen Ring die gleiche Induktion aufrechtzuerhalten wie in dem geschlossenen, muß ein zusätzliches Feld, das für beide Ringe den gleichen Wert hat, von der Größe H_L gleich $M - M'$ gleich $I - I'$ aufgebracht werden. Die dadurch bedingte Scherung der Magnetisierungsschleifen hat aber zur Folge, daß die Remanenz des hoch-

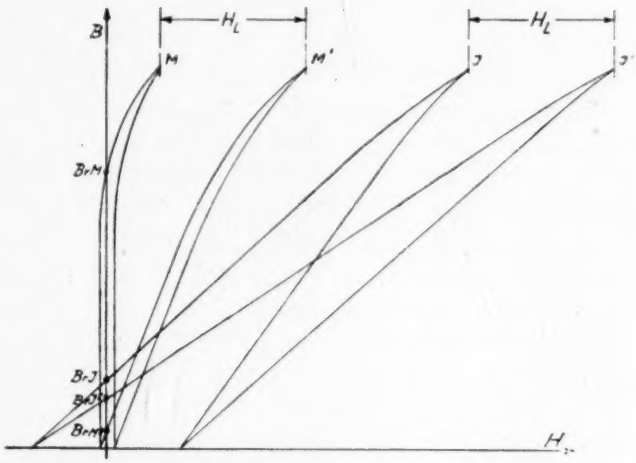


Abb. 3. Verminderung der Remanenz des Sprechkopfkerns durch Scherung bei hochpermeablen (M, M') und niederpermeablen (J, J') Kernmaterialien

permeablen Materials, die ursprünglich ein Vielfaches derjenigen des Isoperm betrug (B_{rM}), nun nur noch einen Bruchteil derselben ausmacht ($B_{rM'}$). Dieser Effekt der Verminderung der Remanenz wird um so krasser in Erscheinung treten, je geringer der Hystereseverlust des hochpermeablen Werkstoffes bzw. seine Koerzitivkraft H_c ist. Dieser Umstand würde demnach auf die Wahl von Werkstoffen mit extrem hohem μ_0 für Sprechkopfkerne hinwirken.

Zum Nachweis der Richtigkeit dieser Überlegung wurde nach Abschaltung des Vormagnetisierungsstromes das Streufeld über dem Aufzeichnungsspalt mit Hilfe einer vibrierenden

Meßschleife ausgemessen. Es ergab sich, daß bei einer Breite des zusätzlichen Entmagnetisierungsspaltes von 1 mm die gemessenen Remanenzen von Mu-Metall und von Isoperm sich verhalten wie 1 : 47. Die praktische Erprobung von Mu-Metallköpfen ergab in Übereinstimmung damit, daß bei diesen ein schädlicher Einfluß der Remanenz nicht mehr nachweisbar ist.

§ 4. Das magnetische Feld über dem Aufsprechspalt

Es hat sich immer wieder gezeigt, daß die Theorie der magnetischen Schallaufzeichnung so lange nur schwer mit der Praxis in Übereinstimmung zu bringen war, als man den Frequenzgang, der bei der magnetischen Schallaufzeichnung beobachtet wird, allein durch die mechanische Spaltbreite des Sprechkopfes bzw. des Hörkopfes zu erklären versuchte. Eine Aufhellung der wahren Verhältnisse ist erst zu erwarten, wenn man die Verteilung des magnetischen Feldes über dem Spalt mit in Rechnung setzt. Diese Feldverteilung läßt sich theoretisch nur schwer voraussagen, wohl aber ist sie bei den Ringköpfen einer Messung leichter zugänglich als bei den sonst üblichen Köpfen.

Aus der Theorie des Magnetismus folgt als selbstverständlich, daß die Kraftlinien nicht nur direkt zwischen den Polen aus den Kernen des Sprechkopfes heraustreten, sondern daß schon in einiger Entfernung vom Spalt ein Kraftfluß nachweisbar sein muß, und daß sich auf diese Weise ein Streufeld ausbildet, dessen Verteilung von ausschlaggebender Bedeutung für den Frequenzgang des Aufzeichnungsvorganges sein muß. Um dies zu erläutern, nehmen wir beispielsweise zwei Extremfälle an: In dem ersten Falle wollen wir unseren Sprechkopf aus einem Material mit sehr geringer Permeabilität ausbilden. Der Tonträger habe ebenfalls eine geringe Permeabilität. Dieser Fall wäre also z. B. realisiert bei Sprechköpfen aus Isoperm und einem Tonträger, der aus einem Film mit aufgetragener Eisenpulverschicht besteht. Die Permeabilitäten beider Materialien liegen dann in der Gegend von $\mu = 10 \div 40$. Da sich beide Permeabilitäten nicht wesentlich unterscheiden, können die Kraftlinien längs der gesamten Auflagefläche praktisch ungebrochen vom Kern in den Tonträger übertreten. Das den Tonträger beeinflussende Feld wird in diesem Falle demnach eine beträchtliche Breite haben, und es werden aus diesem Grunde die höheren Tonfrequenzen nur schlecht aufgezeichnet werden können.

Der zweite Extremfall ist der eines Sprechkopfkernes sehr hoher Permeabilität und eines Tonträgers mit niedrigem μ. Da der Magnetfluß auf dem Wege des geringsten magnetischen Widerstandes fließt, werden in diesem Fall praktisch sämtliche Kraftlinien bis zu den Polen innerhalb des Kernes verlaufen und nur zwischen diesen direkt übertreten. Erst der hier aus dem Spalt heraustretende Fluß tritt in den Tonträger ein, so daß in diesem also ein verhältnismäßig eng begrenztes Spaltfeld wirksam ist.

Diese Überlegungen sprechen also, was den Frequenzgang anbelangt, für die Verwendung von hochpermeablen Sprechkopfkernen. Vielleicht ist auch ein Umstand, der in § 11 behandelt wird, nämlich die zunehmende Verschlechterung des Frequenzganges mit wachsender Permeabilität des Tonträgers, teilweise durch die hier wiedergegebenen Überlegungen zu erklären.

Einer direkten Messung ist die Verteilung des Spaltfeldes in Gegenwart des Tonträgers kaum zugänglich. Dagegen läßt sich ohne große Schwierigkeiten das in Luft sich ausbildende Streufeld messen. Zu diesem Zweck wurde der Kopf drehbar in eine Vorrichtung gespannt. Auf der durch den Mittelpunkt des Kopfes gehenden Drehachse war ein Zeiger angebracht, mit dessen Hilfe man auf einer Skala den Drehwinkel ablesen konnte. Über dem Kopf war ebenfalls justierbar eine kleine Meßschleife angeordnet. Beschickt man nun die Sprechkopfwicklung mit einem konstanten tonfrequenten Wechselstrom, schließt die Meßschleife an den Eingang eines linearen Verstärkers, und dreht nun den ringförmigen Kopf unter der Schleife, so ist die bei jeder Stellung des Kopfes in der Schleife induzierte Spannung und dementsprechend die Ausgangsspannung des Meßver-

stärkers ein Maß für den die Schleife durchsetzenden Streufluß. Vernachlässigt man die durch den Umschlingungswinkel des Tonträgers um den Ringkopf gegebene Krümmung der Tonträgerbahn, nimmt die Bewegung des Tonträgers als gradlinig an und wählt die Spaltmitte als Koordinatenanfangspunkt, so bekommt man

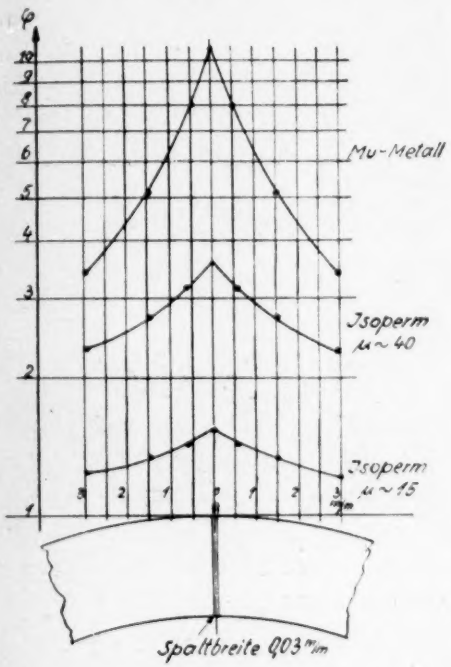


Abb. 4. Verteilung des Streuflusses über dem Sprechkopfspalt für verschiedene Kernmaterialien. Sprechstrom $i_{\approx}$ = const. f = const.

ein in Abb. 4 gezeigtes Bild der Streufeldverteilung. Die Genauigkeit dieser Messung, speziell des Feldes genau über dem Spalt, wird beeinträchtigt durch die endliche Ausdehnung des Meßschleifendrahtes ($d = 50\,\mu$), doch genügt sie vollauf für Vergleiche zwischen verschiedenen Köpfen. Da sich herausgestellt hatte, daß bei sehr kleinen von der Schleife umschlossenen Flächen infolge Schiefstellung der Schleife leicht Meßfehler auftreten, sind die in Abb. 4 wiedergegebenen Spaltkurven mit einer Meßschleife mit großer Windungsfläche aufgenommen. Mit kleiner werdender Windungsfläche nimmt zwar die Steilheit dieser Kurven zu, ihr Verlauf bleibt aber ähnlich.

Versucht man nun aus diesem Spaltbild etwas über den Frequenzgang des Aufzeichnungsvorganges auszusagen, so ergibt sich folgendes: Dem von der Vormagnetisierung herrührenden Feld $\varphi_{=}$ ist das tonfrequente Wechselfeld $\varphi_{\approx}$ überlagert. Beide Felder klingen von der Spaltmitte aus nach beiden Seiten nach demselben

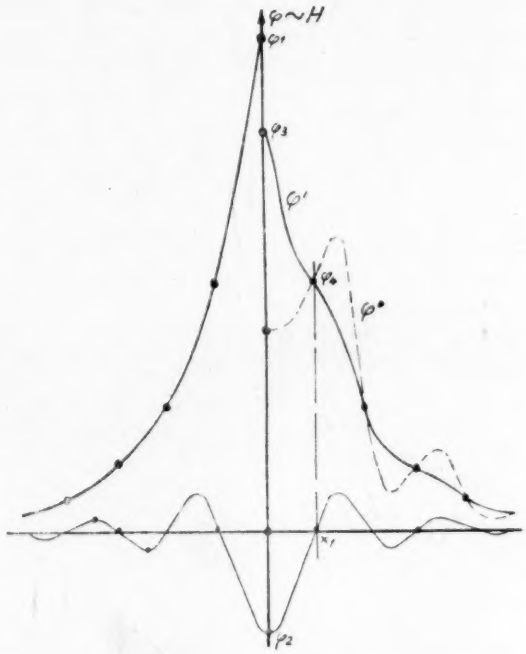


Abb. 5. Verteilung des ein Elementarteilchen im Tonträger magnetisierenden Flusses bei überlagertem magnetischen Gleich- und Wechselfeld mit kleiner (Φ') und großer (Φ'') Amplitude

Gesetz ab, und zwar wie in Abb. 5 angedeutet. Ein über der Spaltmitte befindliches Teilchen des Tonträgers wird also von dem Fluß $\varphi_3 = \varphi_1 + \varphi_2$ magnetisiert. Gelangt es nun zu dem Punkt x_1, so hat das Wechselfeld gerade den Wert 0 angenommen. Der an dieser Stelle im Augenblick des Vorbeilaufs des Teilchens auf dasselbe einwirkende Fluß hat also den Wert φ_4 und so fort. Ein von der Spaltmitte aus sich von dem Sprechkopf entfernendes Teilchen des Tonträgers unterliegt demnach der magnetisierenden Wirkung eines Flusses, dessen Größe durch die Linie φ' gegeben ist.

Es erhebt sich nunmehr die Frage, welches die höchste unverzerrt aufgezeichnete Frequenz

ist. Diese Frage läßt sich jedoch nicht unabhängig von der Amplitude der beiden Felder beantworten. Geben wir z. B. in dem hier gezeichneten Fall dem Wechselfeld die dreifache Amplitude, so nimmt der resultierende Fluß den in der punktierten Linie φ'' gezeigten Verlauf an. Der Unterschied zwischen diesen beiden Fällen ist leicht einzusehen. φ' nimmt, wenn auch nicht gleichmäßig, so doch kontinuierlich bis zur Spaltmitte zu und nach der anderen Seite

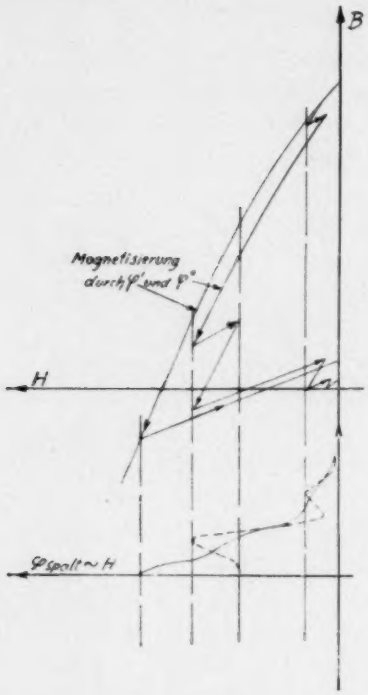


Abb. 6. Verlauf der Induktion im Band bei unverzerrter (φ') und verzerrter (φ'') Aufzeichnung.

ab. Nach welchem Gesetz nun dieser Anstieg und Abfall in Abhängigkeit von der Zeit erfolgt, ist dem Elementarteilchen im Tonträger aber so lange gleichgültig, als das Feld nicht im Verlauf eines Kurvenastes Maxima und Minima durchläuft. Tritt jedoch abwechselnd eine Zu- und Abnahme des Feldes ein, wie bei φ'', so wächst und fällt die Induktion im Tonträger ebenfalls, und die Magnetisierungsschleife die er durchläuft, verläuft nicht kontinuierlich, sondern hat einen zickzackförmigen Charakter (Abb. 6). Je ausgeprägter dieser Zickzackkurs ist, desto stärker müssen aber auch die Verzerrungen werden. Der Grenzfall ist demnach gegeben durch die Bedingung, daß beispielsweise auf dem abfallenden Ast

$$\frac{d\varphi'}{dx} \leq 0.$$

§ 5. Das Gesetz des Aufsprechvorganges

In der Nähe des Spaltes läßt sich, wie aus den Messungen hervorgeht, die Abhängigkeit des Flusses φ von x bei Wahl eines ortsfesten Koordinatensystems durch die Beziehung beschreiben:

$$\varphi_{=} = \varphi_0 \cdot e^{-ax} = c \cdot J_{=} \cdot e^{-ax},$$

$$\varphi_{\approx} = c \cdot i_{\approx} \cdot \sin \frac{\omega x}{v} \cdot e^{-ax},$$

es ist also

$$\varphi = c \cdot e^{-ax} \cdot \left(J_{=} + i_{\approx} \cdot \sin \frac{\omega x}{v}\right). \tag{1}$$

Hier ist c eine Konstante, die vom Kernmaterial, von der Spaltform und der Windungszahl der Sprechkopfwicklung abhängt; v ist die Bandgeschwindigkeit und a ein Maß für die Flankensteilheit der Spaltkurve. Man hat nun zur Ermittlung der Grenzfrequenz gemäß der Grenzbedingung $\frac{d\varphi}{dx} \leq 0$ die Gl. (1) nach x zu differenzieren und gleich 0 zu setzen. Wegen des exponentiellen Charakters dieser Funktion erhält man die allgemeine Lösung, wenn man sie für $x = 0$ auflöst. Dann folgt:

$$-J_{=} \cdot a + \frac{i \cdot \omega_1}{v} = 0,$$

$$2\pi f_1 = \omega_1 = v \cdot a \cdot \frac{J_{=}}{i_{\approx}}. \tag{2}$$

Aus (2) folgt, daß die höchste unverzerrt aufgezeichnete Frequenz um so größer ist, je größer a ist, d. h. je steiler der Abfall des Feldes mit der Entfernung vom Spalt erfolgt.

Die in § 4 angestellten Überlegungen lassen aber erwarten, daß dieser Abfall um so steiler erfolgen wird, je größer das Verhältnis der Permeabilität des Kerns zu derjenigen des Trägers ist, bzw. je größer überhaupt die Kernpermeabilität. Vergleichsmessungen ergaben die Richtigkeit dieser Überlegung (vgl. Abb. 4). Unter der Voraussetzung gleicher Kernform,

gleicher Spaltbreite und gleicher Windungszahl folgt aus diesen Messungen, daß:

1. der zur Erzielung des maximalen Spaltflusses erforderliche Sprechwechselstrom umgekehrt proportional der Kernpermeabilität ist,
2. die durch die Konstante a gekennzeichnete Steilheit des Abfalls mit der Kernpermeabilität wächst.

Die Gl. (2) läßt ferner erkennen, daß die Frequenz f_1 um so höher liegt, je kleiner die Sprechstromamplitude $i_{\approx}$ ist (denn $J_{=}$ ist festgelegt durch die erforderliche Vormagnetisierung), so daß eine Vergrößerung von f_1 bei gegebener Geschwindigkeit nur durch Herabsetzen von $i_{\approx}$ möglich ist. Bei hohen Frequenzen müssen demnach schon bei kleineren Amplituden Verzerrungen auftreten als bei tiefen Frequenzen.

§ 6. Frequenzabhängige Aussteuerung

Da eine Übersteuerung des Sprechkopfes mit einer Zickzackmagnetisierung des Tonträgers verbunden ist und diese ihrerseits, wie aus Abb. 6 hervorgeht, zu einer Verschiebung der mittleren remanenten Induktion im Band nach negativen Werten zu führt, muß sich dieser Effekt auch experimentell nachweisen lassen. Gl. (2) und ein Vergleich mit Abb. 5 zeigt, daß die Übersteuerung bei hohen Frequenzen ebenso wie bei großen Sprechamplituden auftreten muß. In Abb. 7 ist das Ergebnis eines entsprechenden Versuches wiedergegeben, aus dem die Verschiebung der mittleren remanenten Induktion nach Durchlaufen des Spaltfeldes mit zunehmender Frequenz und Sprechstromamplitude zu ersehen ist. In unserem Falle entsprach ein Sprechstrom von 5 mA voller Aussteuerung des Bandes. Die Messung zeigt deutlich, daß sich die Induktion nach Durchlaufen des Sprechfeldes bei um so kleineren Sprechamplituden von ihrem statischen Mittelwert entfernt, je höher die aufgezeichnete Frequenz ist.

Da die Verschiebung des Arbeitspunktes aus dem gradlinigen Bereich der Magnetisierungsschleife des Tonträgers zu Verzerrungen führt, so läßt sich dieser Effekt auch, wie Abb. 8 zeigt, experimentell durch die Herabsetzung der Aussteuerfähigkeit bei den hohen Frequenzen nachweisen.

Man hat also von den durch Gl. (2) gegebenen Größen f_1 bzw. i' ab von einer Übersteuerung des Sprechkopfes zu sprechen, die die unverzerrte Aussteuerung der hohen Frequenzen begrenzt, während die Aussteuerung der Tiefen allein durch die magnetischen Eigenschaften des Tonträgers begrenzt ist.

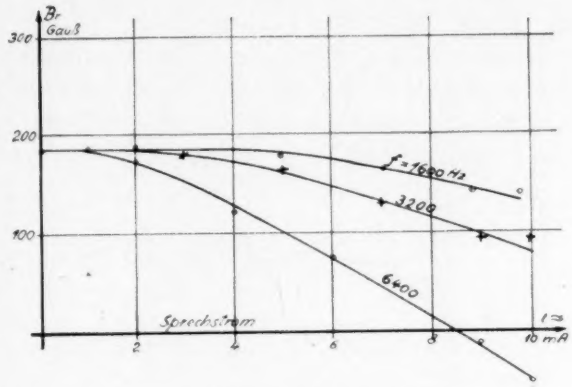


Abb. 7. Verschiebung der mittleren remanenten Induktion im Band mit zunehmender Frequenz und Sprechstromamplitude

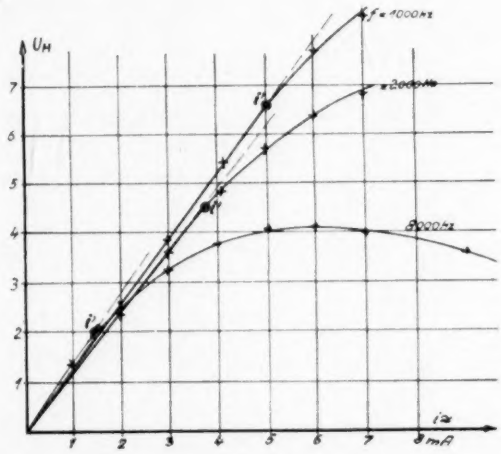


Abb. 8. Verminderung der Aussteuerfähigkeit mit wachsender Frequenz

In Abb. 8 bezeichnen i' die Sprechstromwerte, bis zu denen bei der gegebenen Frequenz eine lineare Aussteuerung möglich ist. Die gleichen Grenzwerte könnte man auch aus Abb. 7 entnehmen, wenn man dort als i' den

Strom annähme, von dem ab eine Verschiebung des Arbeitspunktes auf dem Tonträger erfolgt. Trägt man nun die maximal unverzerrt aufgezeichneten Sprechströme als Funktion der Frequenz auf, so gelangt man zu Abb. 9. Aus diesen Messungen folgt also, daß der Sprechstrom in den Höhen angenähert proportional mit der Frequenz abfallen muß. Da diese Messungen bei den hohen Frequenzen wegen der geringen vom Hörkopf abgegebenen Spannungen nicht sehr exakt auszuführen waren, läßt sich die

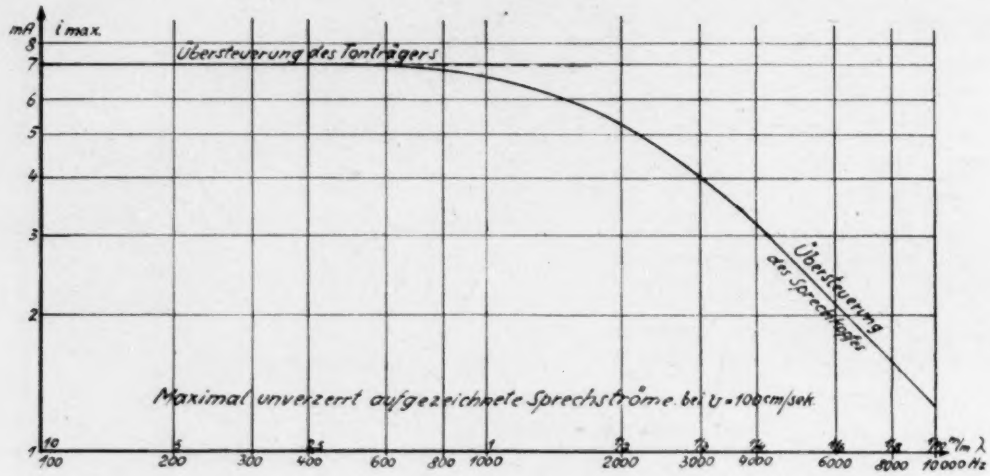


Abb. 9. Maximal unverzerrt aufgezeichneter Sprechstrom bei $v = 100$ cm/sec

genaue Grenze des maximal zulässigen Sprechstromes in dem Gebiet der hohen Tonfrequenzen schwer feststellen. Mit Sicherheit aber läßt sich sagen, daß i in den Höhen mit f^1 bis $f^{3/2}$ abfallen muß.

Das Ergebnis der bisher angeführten Versuche ist also: Das günstigste Material für Sprechkopfkerne ist ohne Zweifel ein Werkstoff mit möglichst hoher Anfangspermeabilität. Der wesentlichste Vorteil eines derartigen Kopfes ist die enge Begrenzung seines magnetischen Spaltes und der daraus resultierende günstigere Frequenzgang. Mit wachsendem μ steigt überdies die Empfindlichkeit und zwar proportional μ, und man braucht dementsprechend eine geringere Verstärkung des Aufsprechverstärkers zur vollen Aussteuerung des Tonträgers. Je größer schließlich μ_0 ist, desto geringer werden die Hystereseverluste und damit die Koerzitivkraft, woraus wiederum folgt, daß nach Einfügung eines Luftspaltes die Remanenz bei einem solchen Werkstoff auf ein Mindestmaß herabzudrücken ist.

Die Nachteile höchstpermeabler Legierungen, wie die Abhängigkeit der Permeabilität von der Gleichstromvormagnetisierung sowie von der Amplitude und der Frequenz des Sprechstromes, fallen bei einem Kern mit hinreichend großem Entmagnetisierungsspalt praktisch nicht mehr ins Gewicht.

Magnetisierungsvorgänge im Tonträger

§ 7. Der günstigste Arbeitspunkt

Im praktischen Betrieb mit Ringköpfen und Filmbändern hatte sich die eigenartige Tatsache ergeben, daß es bei einer bestimmten Löschstromstärke gleichgültig war, in welcher Richtung das durch die Gleichstromvormagnetisierung erzeugte Feld verlief. Bei einer wie bei der anderen Polung erhielt man qualitativ gleichwertige Aufzeichnungen. Da diese Tatsache zunächst nicht zu erklären war, wurden ausführliche Messungen angestellt, die zu folgendem Resultat führten:

Verwendet wurde für diese Messungen ein ringförmiger Löschkopf aus Armkoeisen, der an der Berührungsstelle mit dem Tonträger mit einem angeschärften, 0,4 mm breiten Spalt versehen war, und der überdies, wie in Abb. 10

gezeichnet, nach E. SCHÜLLER an der Ablaufseite mit einem Polschuh versehen war, aus dem die Kraftlinien in Laufrichtung des Tonträgers austreten und so eine praktisch homogene Längsmagnetisierung desselben bewirken. Daß die remanente Induktion im Band nach Passieren des aus dem Horn herausstreuenden Feldes tatsächlich praktisch genau in Laufrichtung verläuft, läßt sich nachweisen, indem man aus einem so gelöschten Film ein würfelförmiges Paket herstellt und sein Magnetfeld ausmißt.

An dieser Stelle sei bemerkt, daß ganz ähnliche Verhältnisse, wie sie im folgenden geschildert werden, sich auch an Löschköpfen ohne Polschuh nachweisen lassen, nur treten sie dort bei entsprechend reduzierten Löschströmen auf.

Als Sprechkopf diente ein nach den oben angestellten Überlegungen entwickelter Kopf mit Mu-Metallkern.

Es wurde die Frequenz und die Amplitude des Sprechwechselstromes konstant gehalten und die Vormagnetisierung $J_{=}$ geändert. Da es sich um die Aufnahme einer Differentialkurve handelt, wurde die Sprechstromamplitude möglichst klein gehalten. Aufgenommen wurde die Ausgangsspannung V_A des Wiedergabeverstärkers. Für verschiedene Löschströme als Parameter ergab sich dann das folgende Bild (Abb. 11):

Tatsächlich gibt es für jedes Löschfeld zwei Intensitätsmaxima und zwar je eines im Bereich positiver und negativer Vormagnetisierung. Bezeichnet man die Richtung der Kraftlinien vor dem Löschkopfspalt als positiv, so folgt aus der

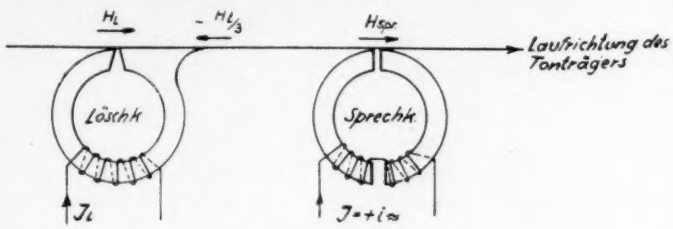


Abb. 10. Schema der Magnetisierungs-Anordnung von Lösch- und Sprechkopf

Meßreihe, daß die absolute Höhe der Intensitätsmaxima im Bereich positiver Vormagnetisierung mit wachsendem Löschfeld zunimmt,

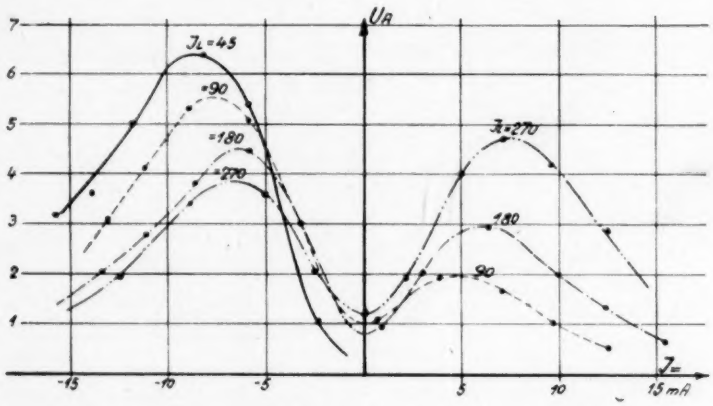


Abb. 11. Intensität der Aufzeichnung als Funktion der Vormagnetisierung. $i_{\approx}$ = const. Parameter: Löschstrom J_L

während für die Maxima im Bereich negativer Vormagnetisierung das Umgekehrte gilt. Darüber hinaus erfolgt eine kontinuierliche Verschiebung aller Maxima nach der positiven Seite zu. Weiter ließ sich die Beobachtung machen, die auch schon von HORMANN[1]) angegeben wurde, daß Aufzeichnungen um so verzerrungsfreier wurden, je mehr man sich den durch die Maxima gegebenen Arbeitspunkten näherte, und daß der Klirrfaktor in den Sätteln

[1]) S. Anm. 1 S. 273.

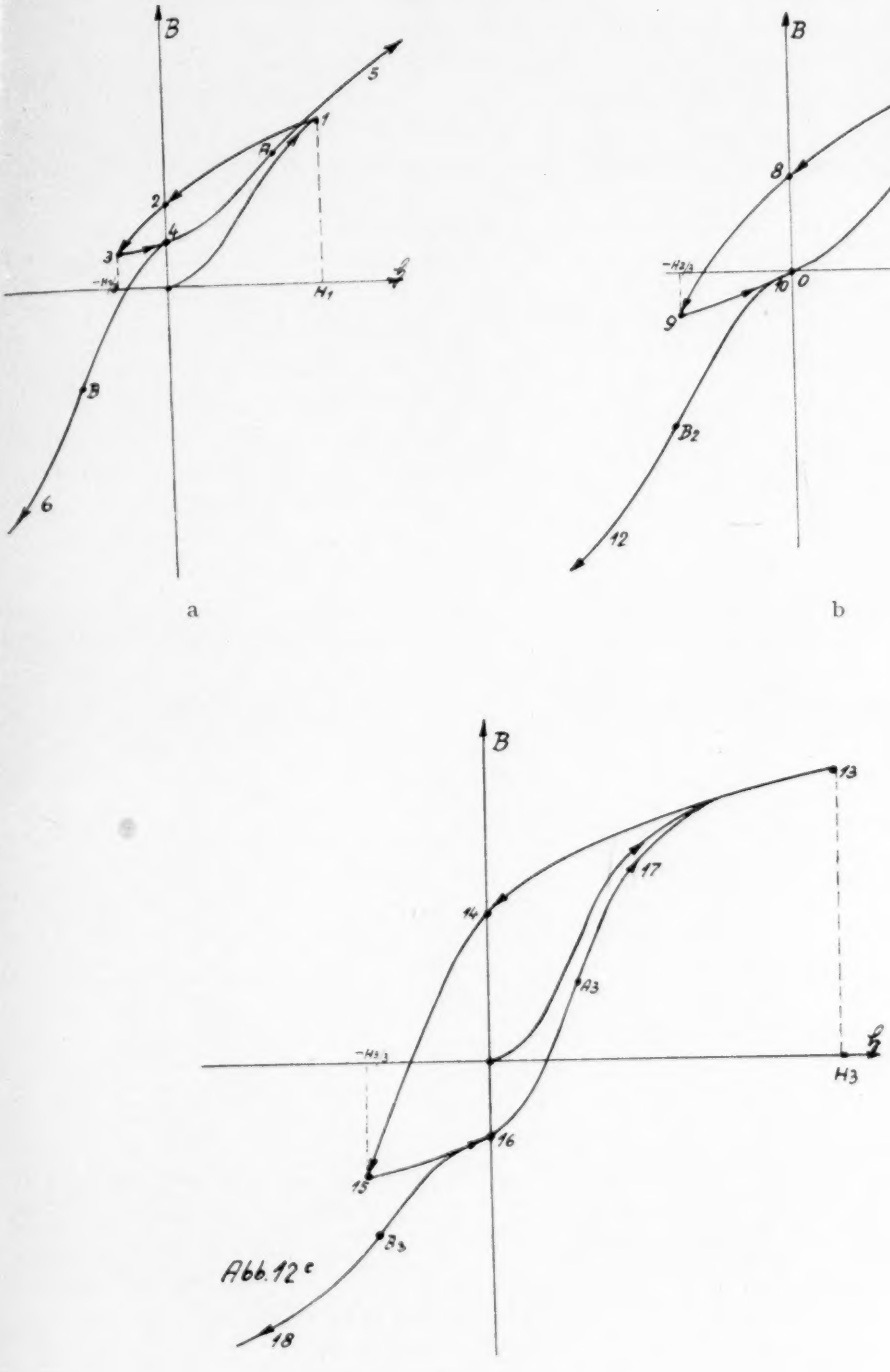
bei $J_= = 0$ den größten Wert erreichte. Im folgendem soll nun der Versuch gemacht werden, eine theoretische Erklärung für diese Erscheinungen zu geben.

Es sei angenommen, daß der aus dem Horn herausstreuende Fluß ungefähr ein Drittel der Intensität des über dem Löschkopfspalt wirksamen Flusses hat. Ferner sei angenommen, daß der zur Verwendung gelangende Tonträger vor der Aufnahme jungfräulich ist. Läuft nun der Tonträger an dem Löschkopf vorbei, der bei dem ersten Versuch nur schwach erregt sei, so unterliegt er zunächst der Einwirkung des Spaltfeldes H_1 (Abb. 12a). Infolgedessen wird seine Induktion auf den Wert 1 steigen. Nach Verlassen des Spaltfeldes verbleibt im Träger die remanente Induktion 2. Vor dem Horn wirkt dann auf den Träger ein Feld von der Stärke $-\frac{H_1}{3}$. Die Induktion im Träger nimmt infolgedessen den Wert 3 an und kehrt von hier nach Verlassen des Hornes nach 4 zurück. Gelangt nun der Träger vor den Spalt des Sprechkopfes, so steigt je nach der Größe der Vormagnetisierung, falls diese positiv ist, die Induktion im Träger auf irgendeinen Wert längs der durch 5 gekennzeichneten Linie, bzw. sie fällt bei negativer Vormagnetisierung längs der Linie 6. Wie aus weiter unten angeführten Versuchen hervorgeht, ist die Lautstärke bedingt durch die Steilheit der Magnetisierungslinie, auf der der Arbeitspunkt liegt und ferner liegt der Arbeitspunkt mit dem geringsten Klirrfaktor im Wendepunkt einer jeden Induktionslinie. Die Magnetisierungslinien lassen sich also ähnlich behandeln wie die statischen Kennlinien einer Verstärkerröhre (s. HORMANN[1])). Daraus folgt aber ohne weiteres, daß infolge der sprunghaften Änderung der Steilheit im Punkte 4 bei der Vormagnetisierung 0 die Verzerrungen der Aufzeichnung am größten sein müssen. Ferner geht daraus hervor, daß die Intensität der Aufzeichnung mit A als Arbeitspunkt wegen der geringeren Steilheit der betreffenden Magnetisierungslinie auch kleiner sein muß als die der Aufzeichnung bei B. Bei kleinen Löschströmen erhält man also ein lautes Maximum bei negativer und ein leiseres bei positiver Vormagnetisierung.

Wir gehen nun zu einem größeren Löschfeld H_2 über (Abb. 12b). Während des Vorbeilaufs am Löschkopf wird die Magnetisierung im Tonträger ganz ähnlich wie bei dem ersten Versuch von 0 über 7, 8, 9 und 10 gehen. Bei dem angenommenen Löschfeld H_2 würden wir demnach gerade wieder in den 0-Punkt zurückkehren; d. h. wir haben ähnliche Verhältnisse wie bei der Wechselstromlöschung. Hier ist es aber offensichtlich gleichgültig, in welcher Richtung wir die Vormagnetisierung anlegen. In beiden Richtungen, nämlich längs der Linien 11 und 12 haben wir den gleichen Verlauf der Magnetisierung und damit auch der Lautstärke und des Verzerrungsgrades zu erwarten. Wir müssen also zwei gleich hohe Maxima der Lautstärke bei gleichgroßer negativer bzw. positiver Vormagnetisierung erhalten. Dieser Fall wäre in der Abb. 11 durch eine Kurve mit $J_L = 200$ mA angenähert realisiert.

Schließlich steigern wir in einem dritten Versuch das Spaltfeld H_3 des Löschkopfes bis zur Sättigung des Tonträgers; dann durchläuft die Magnetisierung im Träger die Werte 13, 14, 15, um schließlich nach 16 zu gelangen. Das Spaltfeld vor dem Sprechkopf steigert bzw. senkt dann je nach Größe und Richtung die Tonträgerinduktion längs der Linien 17 oder 18. Es ist dann aber klar, daß im Gegensatz zu dem ersten Versuch das höhere Lautstärkemaximum im Bereich positiver Vormagnetisierung auftreten muß, während man jetzt bei negativer Vormagnetisierung nur eine geringe Lautstärke zu gewärtigen hat. Steigert man schließlich das Löschfeld noch weiter, so wird auch endlich vor dem Horn eine Sättigung des Tonträgers eintreten. Mit wachsender positiver Vormagnetisierung bewegt sich die Induktion im Träger dann längs der Grenzschleife. Da die Steilheit dieser Linie aber die größte praktisch bei diesem Träger erreichbare ist, wird man bei einer solchen Vorbehandlung des Trägers auch die größte überhaupt bei dem vorgegebenen Träger erreichbare Lautstärke erzielen.

[1]) S. Anm. 1 S. 273.



a b c

Abb. 12. Verlauf des Magnetisierungsprozesses im Tonträger bei wachsendem Löschfeld ($H_1 \div H_3$) und bei Änderung der Vormagnetisierung. Mögliche Arbeitspunkte: $A_1 \div A_3$ bzw. $B_1 \div B_3$

§ 8. Verlauf der Tonträgerinduktion unter dem Einfluß der Sprech- und Löschfelder

Zum Zwecke der eindeutigen Klarstellung der Magnetisierungsvorgänge im Tonträger ist es notwendig, die in dem vorigen Abschnitt angedeuteten Vorgänge auch meßtechnisch zu erfassen. Da die zu untersuchenden Bänder eine ferromagnetische Schicht von nur ca. 20 μ Stärke tragen, läßt sich wegen des zu geringen Querschnittes die Induktion in dem einzelnen Band nicht mehr erfassen. Es war daher nötig, mehrere Streifen derartiger Bänder zu einem Bündel gemeinsam zusammenzufassen und eine besonders empfindliche Meßeinrichtung zu schaffen (Abb. 13): Eine Magnetisierungsspule von 50 cm Länge trug 100 Wdg/cm und ließ eine Maximalbelastung von 10 A zu. Der Innendurchmesser dieser Spule war groß genug, um eine Induktionsspule sehr hoher Windungszahl aufzunehmen. Diese Induktionsspule war ihrerseits mit einer Führungsschiene versehen, durch die sich bis zu 25 Filmbänder von 50 μ Dicke in die Spule hineinschieben ließen.

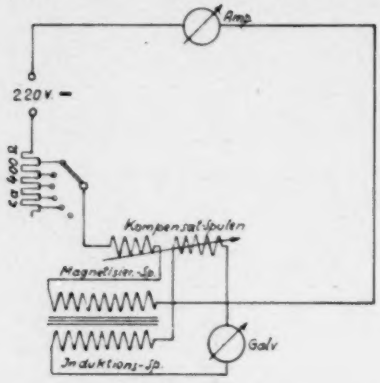


Abb. 13. Magnetisierungsmeßeinrichtung

Bei jeder Änderung des Magnetisierungsstromes ändert sich sprunghaft die Induktion im Tonträger. Der bei diesem Vorgang in der Induktionsspule induzierte Stromstoß ebenso wie der Galvanometerausschlag ist dann dieser Induktionsänderung ΔB proportional. Es gelang mit dieser Methode bei den vorgegebenen Eisenquerschnitten eine Empfindlichkeit von 11,8 Gauß pro mm Skalenausschlag zu erzielen.

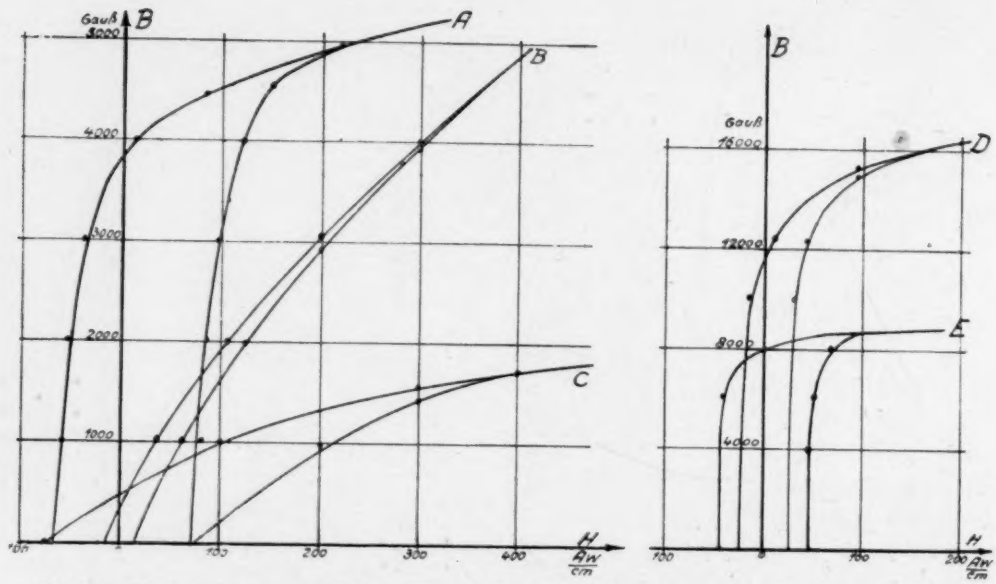


Abb. 14. Magnetisierungsschleifen für: A. Fe-Ni-Cu-Band (Leg. 1); B. Filmsorte II; C. Filmsorte I; D. Stahlband; E. Fe-Ni-Cu-Band (Leg. 2)

Die Abb. 14 zeigt eine Reihe von Magnetisierungsschleifen verschiedener Materialien, die nach diesem Verfahren ausgemessen wurden.

Von besonderem Interesse für die magnetische Schallaufzeichnung ist zunächst nicht der Verlauf der Grenzschleife, sondern vielmehr der Verlauf der Induktion im Tonträger bei be-

liebigen Änderungen der magnetisierenden Feldstärke, und es interessiert insbesondere der Induktionsverlauf in einem Elementarteilchen des Trägers, wenn sich dasselbe am Sprechkopf vorbeibewegt, denn aus diesem Verlauf lassen sich Rückschlüsse auf die erzielbare Lautstärke sowie auf die Aussteuerfähigkeit des betreffenden Tonträgers ziehen. Derartige Messungen wurden ebenfalls an gebündelten Streifen verschiedener Tonträger durchgeführt und zwar, wie schon oben ausgeführt, durch stufenweise Änderung der Magnetisierungsfeldstärke und Ablesen der zugehörigen Induktionsänderung; vor der Aufnahme einer jeden Induktionslinie in Abb. 15 wurden die Streifen durch ein großes Feld gesättigt. Nach Abschalten dieses Feldes ging dann die Induktion auf den gleichbleibenden Wert B_R zurück. Nun wurde ein Feld z. B. von der Stärke H_4 in entgegengesetzter Richtung angelegt. Die Induktion im Träger nahm dann den Wert B_4 an. Von hier ausgehend wurde das Feld stufenweise bis auf den Wert 0 verkleinert. Abb. 15 zeigt eine derartige Induktionslinienschar für die Filmsorte I, aus der der wahre Verlauf der Magnetisierung durch Lösch- und Sprechkopf zu erkennen ist. Aus ihr läßt sich nämlich der Verlauf der remanenten Induktion im Tonträger in Abhängigkeit von der Feldstärke vor dem Sprechkopfspalt ableiten, denn an Hand einer solchen Aufnahme kann man jedem Spaltfeld einen Wert der remanenten Induktion im Träger zuordnen und erst der Verlauf der im Träger verbleibenden Induktion in Abhängigkeit vom Spaltfeld stellt die Arbeitskennlinie des betreffenden Tonträgers dar. Eine solche Kennlinie ist in Abb. 16 für den gleichen Film aufgetragen. Der Verlauf derselben läßt nun eine Reihe von interessanten Schlüssen zu:

1. Aus der Tatsache, daß eine verzerrungsfreie Aufzeichnung nur möglich ist, wenn die Änderung der remanenten Induktion im Träger proportional der Änderung des Sprechwechselfeldes ist, folgt, daß der günstigste Arbeitspunkt im Wendepunkt der Kennlinie $B_r = f(H)$ liegt. Daraus erklärt sich weiter, weswegen der Arbeitspunkt mit dem geringsten Klirrfaktor auch gleichzeitig die größte Lautstärke der Aufzeich-

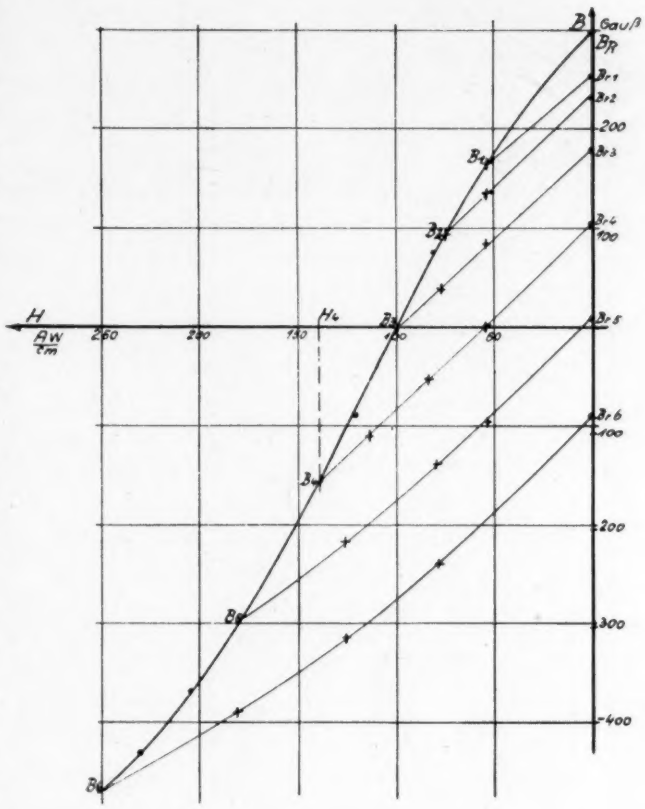


Abb. 15. Induktionslinienverlauf bei abklingenden Feldern von der Grenzschleife bis $H = 0$ (Filmsorte I)

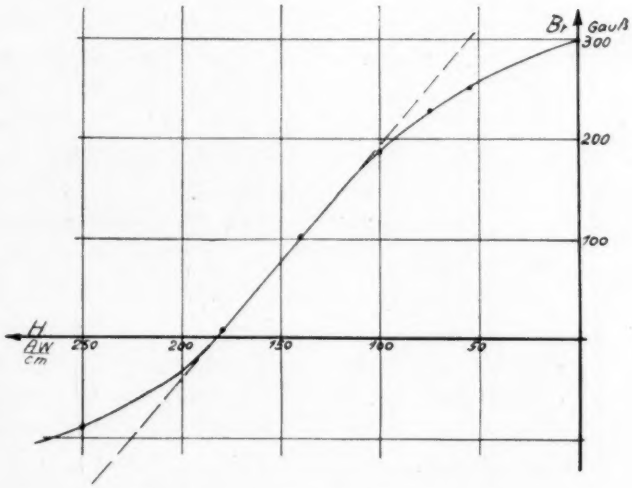


Abb. 16. Abhängigkeit der remanenten Induktion im Tonträger von dem magnetisierenden Sprechkopfspaltfeld

nung erzielen läßt, denn an dieser Stelle hat dB_r/dH ein Maximum und man erhält daher dort bei vorgegebenen Sprechwechselfeldern die größten Schwankungen der Remanenz im Tonträger.

2. Während die Steilheit der Kennlinie im Wendepunkt maßgebend für die Intensität der Aufzeichnung ist, ist die Länge des gradlinigen Teils derselben ein Maß für die Aussteuerfähigkeit des betreffenden Tonträgers.

3. Ein Vergleich von $B_r = f(H)$ mit der Grenzschleife $B = g(H)$ in Abb. 15 und 16 ergibt ferner die interessante Tatsache, daß innerhalb des interessierenden Bereiches gute Proportionalität zwischen B_r und B herrscht. Trägt man nämlich bei jeweils gleichen Feldern B_r als Funktion von B auf, so ergibt sich bei sämtlichen durchgemessenen Tonträgern eine Gerade. Mit anderen Worten kann also die Grenzschleife mit hinreichender Genauigkeit an Stelle der B_r-Kurve als Charakteristik des Magnetisierungsvorganges benutzt werden, was natürlich die Beurteilung eines Tonträgers für seine Verwendungsfähigkeit für die magnetische Schallaufzeichnung wesentlich erleichtert.

Aus $B_r = f(H)$ läßt sich zeichnerisch dB_r/dH als Maß für die Aufzeichnungsintensität ableiten. Diese Ableitung ist aber nichts anderes als ein Ast der in Abb. 11 gezeigten Kurve, bei der die Lautstärke als Funktion der Vormagnetisierung aufgetragen wurde. Es zeigt sich auch, daß beide Kurven, in geeignetem Maßstab gezeichnet, sich gut zur Deckung bringen lassen. Umgekehrt läßt sich aus der Identität von statischer (dB_r/dH) und dynamischer (Abb. 11) Charakteristik der Schluß ziehen, daß die schädliche Streuung bei den Ringköpfen wesentlich geringer ist als bei den von HORMANN sowie MEYER und SCHÜLLER verwendeten Köpfen, bei denen gerade wegen des starken Streufeldes eine Verschiebung der dynamischen gegenüber der statischen Kennlinie auftrat, wie auch aus demselben Grunde die Aussteuerfähigkeit herabgesetzt war.

Die gleichen Messungen wie an der I. Filmsorte (Abb. 15 und 16) wurden noch an verschiedenen Film- und Metallbändern ausgeführt und führten auch dort zu analogen Ergebnissen. Nur bei der Filmsorte II liegen die Verhältnisse etwas anders insofern, als dort der gradlinige Teil der Kennlinie $B_r = f(H)$ schon bei $I = 0$ beginnt. Diese Messung steht in gutem Einklang mit der Tatsache, daß bei diesem Film die größte Sprechamplitude, die noch unverzerrt aufgezeichnet werden kann, mit dem Vormagnetisierungsgleichstrom übereinstimmt.

Abtastung mit Ringköpfen

§ 9. Theoretische Betrachtungen

Bei Erregung mit sinusförmigem Sprechstrom kann die Magnetisierung des Tonträgers ebenfalls als sinusförmig vorausgesetzt werden. Es ist also unter Vernachlässigung des überlagerten Gleichflusses: $\Phi_{Band} = \Phi_0 \cdot \sin \omega \frac{x}{v}$. Bei der üblichen makroskopischen Betrachtungsweise hat man dann jede Halbwelle als einen Magneten aufzufassen und gelangt bei verschiedenen Stellungen des Hörkopfes zu einer solchen Halbwelle zu der in Abb. 17 gezeigten Verteilung von Φ_{Band}, Φ_{Streu}, $\Phi_{induz.}$.

Führt man Abb. 17 auf die natürliche Größe zurück, so entspricht die angedeutete Welle bei einer Bandgeschwindigkeit von 1 m/sec etwa einer Frequenz von 50 Hz; sie liegt also an der unteren Grenze des Übertragungsbereiches. Wesentlich schwerer zu übersehen werden jedoch die Verhältnisse, geht man zu höheren Frequenzen bzw. zu kleineren Wellenlängen über, weil dann die Wellenlänge vergleichbar wird mit der Breite des abtastenden Spaltes. Es zeigt sich auch, daß eine ganze Reihe von Annahmen und Voraussetzungen erforderlich ist, um bei dieser Betrachtungsweise zu einer mit der Praxis übereinstimmenden Formel für die im Hörkopf induzierte Spannung zu gelangen.

Es empfiehlt sich vielmehr, von der elementaren Betrachtung auszugehen, daß die sinusförmige Verteilung des Bandflusses zustandekommt durch Hintereinanderschaltung einer Reihe permanenter Magnete verschiedener Stärke. Zur Veranschaulichung kann man die

Sinuskurve durch eine Treppenkurve ersetzen. Sämtliche dem Spalt benachbarten Elementarmagnete werden nun von den berührenden Polschuhen kurzgeschlossen, ihre Wirkung erstreckt sich nur auf die Polschuhe, sie schicken aber keinen Fluß durch den ganzen Ringkern. Anders verhält es sich mit den Elementarmagneten, die sich zwischen den Polschuhen befinden. Zeichnet man sich einen solchen Bereich heraus, so ergibt sich außerhalb des Tonträgers eine Kraftlinienverteilung nach Abb. 18 solange kein Hörkopf da ist. Führt man nun den Hörkopf ein, so ändert sich die Kraftlinienverteilung. Die Annahme, daß der Hörkopfkern eine praktisch ideale magnetische Leitfähigkeit besitzt — und er wird absichtlich aus einem höchstpermeablen Material ausgebildet — bedeutet dann, daß die beiden äußersten Pole der Magnetkette zwischen den Spaltspitzen durch einen Kurzschlußbügel miteinander verbunden werden. Dann verlaufen an dem Beispiel der Abb. 18 betrachtet erstens sämtliche bei A austretenden Kraftlinien von A nach E durch den Kern. Der bei B austretende Kraftlinienstrom verteilt sich im Verhältnis der Luftwiderstände auf die beiden Wege BA und BE, denn der Weg von A nach E durch den Kern soll ja widerstandlos sein; statt daß alle Kraftlinien von B durch Luft nach E übertreten, verlaufen in Gegenwart des Kopfes $^3/_4$ der Kraftlinien von B über A nach E und nur $^1/_4$ tritt durch Luft nach E über. Der bei C austretende Kraftlinienstrom verteilt sich je zur Hälfte auf die beiden Wege usw. Allerdings gilt diese Überlegung genau nur solange der magnetische Kernwiderstand gegenüber dem Luftwiderstand zwischen den Spaltspitzen vernachlässigbar klein ist. Bei sehr engen Spalten, läßt sich dann auch eine Abweichung von der aus obiger Überlegung abzuleitenden Gesetzmäßigkeit feststellen (s. § 11c).

§ 10. Rechnerische Behandlung des Problems

Nimmt man den in Richtung von X nach $(X + S)$ im Hörkopfkern induzierten Fluß als positiv an, so ergibt sich für den speziellen

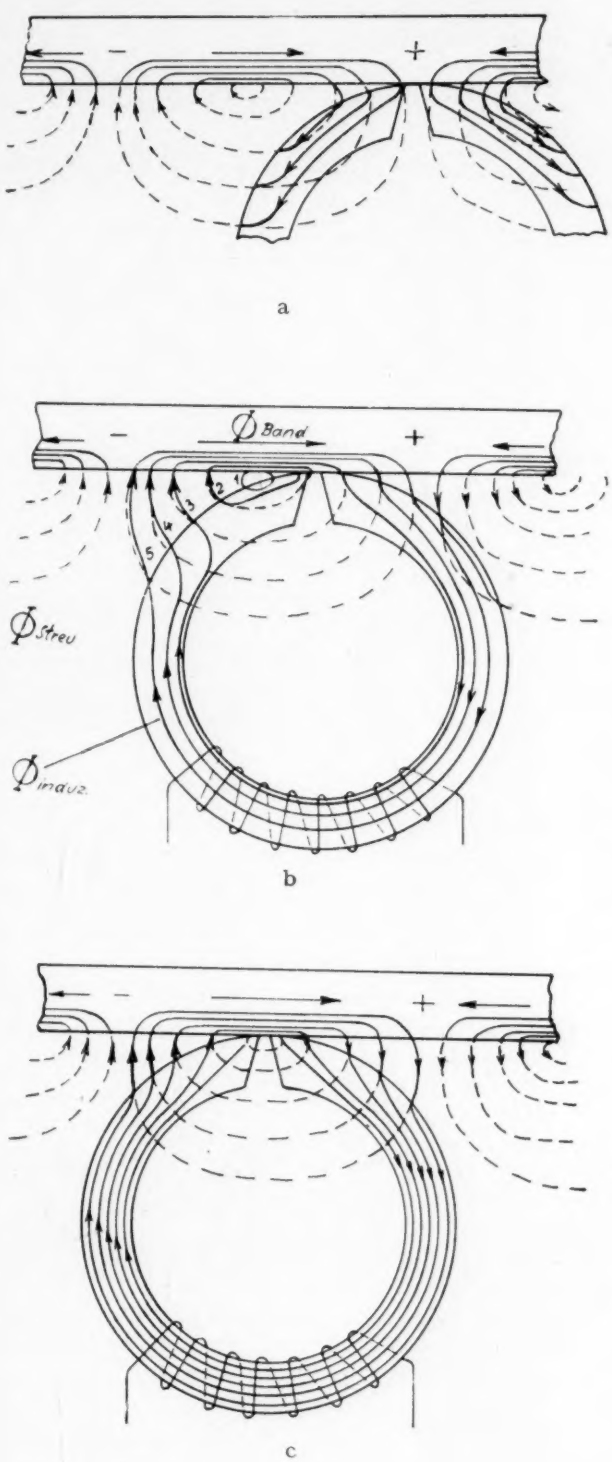


Abb. 17. Verlauf des Bandflusses, des Streuflusses und des im Hörkopfkern induzierten Flusses bei verschiedenen Stellungen des Hörkopfes zu einer aufgezeichneten Halbwelle

Fall der Abb. 18 der Ansatz für den Kernfluß:

$$-\Phi_{induz.} \sim \Phi_{(x)} + \frac{3}{4}\Delta\Phi_{\left(x+\frac{s}{4}\right)} + \frac{2}{4}\Delta\Phi_{\left(x+\frac{s}{2}\right)} + \frac{1}{4}\Delta\Phi_{\left(x+\frac{3}{4}s\right)}.$$

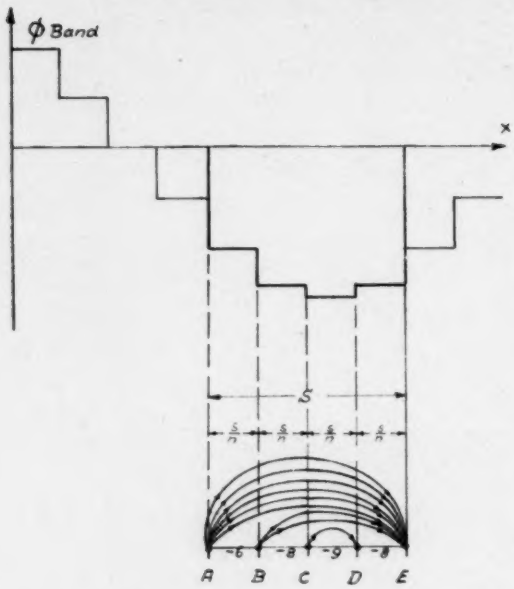


Abb. 18. Kraftlinienverlauf in Luft einer Kette von n Elementarmagneten zwischen den Spaltspitzen des Hörkopfes bei Substitution der Sinuskurve Φ_{Band} durch eine Treppenkurve

Daraus folgt allgemein:

$$\Phi_{induz.} = -\Phi_x - \int_x^{x+s} \xi\, d\Phi = -\Phi_x - \int_x^{x+s} \xi \cdot \Phi'_{(x)}\, dx. \tag{3}$$

Da der Zahlenfaktor ξ an der Stelle X den Wert 1 hat und von dort aus kontinuierlich bis auf den Wert 0 an der Stelle $X + S$ absinkt, läßt sich die Verteilerfunktion ξ darstellen durch eine Gerade, die durch die Punkte X, 1 und $(X + S)$, 0 geht (s. Abb. 19). Dann ist:

$$\frac{d\xi}{dx} = -\frac{1}{s};\quad d\xi = -\frac{dx}{s}$$

$$\int_x^{x+s} \xi\, d\Phi = \left| \xi \cdot \Phi \right|_x^{x+s} + \frac{1}{s}\int_x^{x+s} \Phi_{(x)}\, dx.$$

Die weitere Durchführung dieser Rechnung führt dann zu dem Resultat:

$$\Phi_{induz.} = -2\,\frac{v \cdot \Phi_0}{s \cdot \omega} \sin\frac{\omega s}{2v} \cdot \sin\left(\frac{\omega x}{v} + \frac{\omega s}{2v}\right) \tag{4}$$

und da die im Hörkopf induzierte Spannung E proportional $d\Phi/dt$ ist, folgt unter Vernachlässigung der belanglosen Phasenverschiebung

$$E \sim 2\,\Phi_0 \frac{v}{s} \sin\frac{\omega s}{2v} \sin\frac{\omega x}{v}. \tag{5}$$

Daraus folgt schließlich

$$E_{eff} \sim \Phi_0 \frac{v}{s} \sin\frac{\omega s}{2v} \sim \Phi_0 \cdot \frac{v}{s} \cdot \sin \pi \frac{s}{\lambda}. \tag{6}$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß die Hörkopf-EMK proportional der Amplitude des Bandflusses, also proportional dem Sprechstrom ist. Bei $\frac{\lambda}{2} = s$ müßte sie ein Maximum durchlaufen und bei $\lambda = s$ gleich 0 werden; ferner muß E bei konstanter Wellenlänge des aufgezeichneten Tones proportional v wachsen. Ferner erkennt man, daß solange $s \ll \lambda$, solange also der sin durch sein Argument ersetzt werden kann, E unabhängig von der Spaltbreite ist.

Im folgenden § soll nun an Hand der Meßergebnisse untersucht werden, wie weit die praktisch gemessenen Werte von E mit der aus der Theorie abgeleiteten Gleichung in Einklang zu bringen sind.

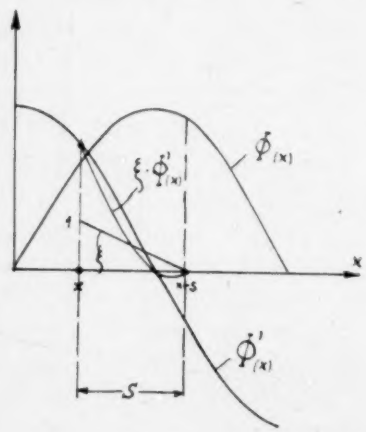


Abb. 19. Verlauf der Funktionen Φ, Φ' und ξ

§ 11. Meßergebnisse

Die Versuchseinrichtung zur Aufnahme von Frequenzkurven ist in den genannten Arbeiten schon verschiedentlich beschrieben worden, so daß von einer nochmaligen Beschreibung dieser Anordnung hier abgesehen werden kann. Erwähnt zu werden verdient jedoch die Tatsache,

ie auch in der Tonfilmtechnik eine bedeutsame Rolle spielt[1]), daß eine einwandfreie Tonwiedergabe und Frequenzmessung nur möglich ist, wenn auf eine exakte Parallelstellung von Sprechkopfspalt und Hörkopfspalt geachtet wird. Es läßt sich leicht berechnen, daß bei den üblichen Arbeitsgeschwindigkeiten schon eine Schiefstellung des einen Spalts gegenüber dem anderen um nur einen Grad zu beträchtlichen

Versuchen wir nun, die Gl. (6) mit den wirklich gemessenen Spannungswerten in Einklang zu bringen, so zeigt sich zunächst, daß E dem Sprechstrom bzw. dem Bandfluß proportional ist, denn bei richtiger Einstellung des Arbeitspunktes auf dem Band treten innerhalb der Aussteuerungsgrenzen von Sprechkopf und Tonträger keine nichtlinearen Verzerrungen in dem Übertragungsprozeß auf. Es zeigt sich ferner,

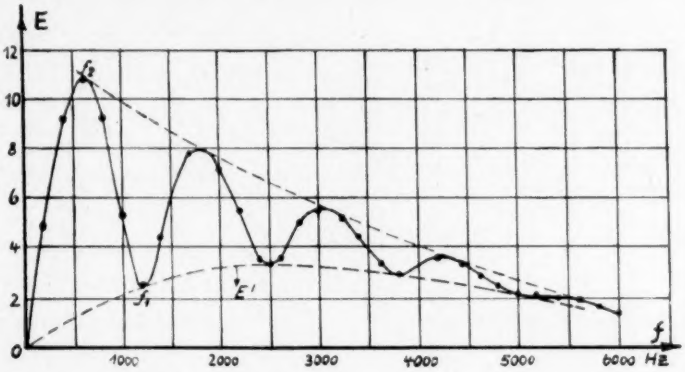


Abb. 20. Im Hörkopf induzierte EMK bei $S = 0{,}745$ mm, $v = 95$ cm/sec, $i_{\sim} = \text{const}$

linearen Verzerrungen führt. Nach SCHOTT[2]) gilt für den Amplitudenverlust die folgende Formel:

$$\frac{R}{A} = \frac{\sin \frac{\pi h \operatorname{tg} \alpha}{\lambda}}{\frac{\pi h \operatorname{tg} \alpha}{\lambda}}.$$

In dieser Formel bedeutet A die abgetastete Amplitude bei parallelen Spalten, R die tatsächlich abgetastete Amplitude bei einer Schiefstellung der Spalte zueinander um α^0, λ die Wellenlänge und h die Spalthöhe. Die Gültigkeit dieser Formel für das Magnettonverfahren wurde durch Messungen bei verschiedenen Frequenzen bewiesen. So ergibt sich bei einer Spalthöhe von 6,5 mm, bei $v = 1$ m/sec und und $f = 5000$ Hz ein Amplitudenverlust um 10% bei einer Schiefstellung der Spalte um $\pm \frac{1^0}{3}$.

daß der Faktor $\sin\left(\pi \frac{s}{\lambda}\right)$ durch alle Messungen bestätigt wird und aus Abb. 20 geht z. B. hervor, daß bei genügend großen Spaltbreiten dieses periodische Auf- und Abklingen von E_{eff} mit wachsender Frequenz noch einwandfrei bis zu $s = 9/2\,\lambda$ nachweisbar ist. Eigenartigerweise ergeben aber sämtliche Messungen, daß der magnetisch wirksame Hörkopfspalt um ca. 10% größer als der mechanische Spalt ist.

Bei großen Spaltbreiten sinkt die im Hörkopf induzierte EMK bei $s = n\lambda$ nicht bis auf 0 herab. Meßreihen mit abnehmender Spaltbreite, die den $\sin \pi \frac{s}{\lambda}$-Gang der Spannung für alle Werte von s bestätigen, zeigen nun, daß diese Restspannung E' (Abb. 20), deren Ursache noch nicht geklärt werden konnte, mit abnehmender Spaltbreite bald ganz verschwindet, also praktisch nicht ins Gewicht fällt.

a) Einfluß des Tonträgers

Es sei nun zunächst das Abklingen der Spannung mit wachsender Frequenz näher untersucht. Zu diesem Zwecke zeichnen wir in

[1]) F. FISCHER und H. LICHTE, Tonfilm, Verlag Hirzel, 1931.

[2]) SCHOTT, Wien, Einfluß der Schrägstellung des Spaltes bei Intensitätsschrift, Z. techn. Physik 17 (1936), S. 275.

Abb. 20 die Umhüllende der sinusförmig an- und abschwellenden Spannung und tragen die Differenz der Ordinaten der beiden Umhüllenden als Funktion der Frequenz auf. Dann ergibt sich ein Spannungsabfall nach einem Exponentialgesetz. Es zeigt sich dann, daß der exponentielle Dämpfungsfaktor allein von den magnetischen Eigenschaften des Tonträgers (vgl. Abb. 21b) und von der Wellenlänge des

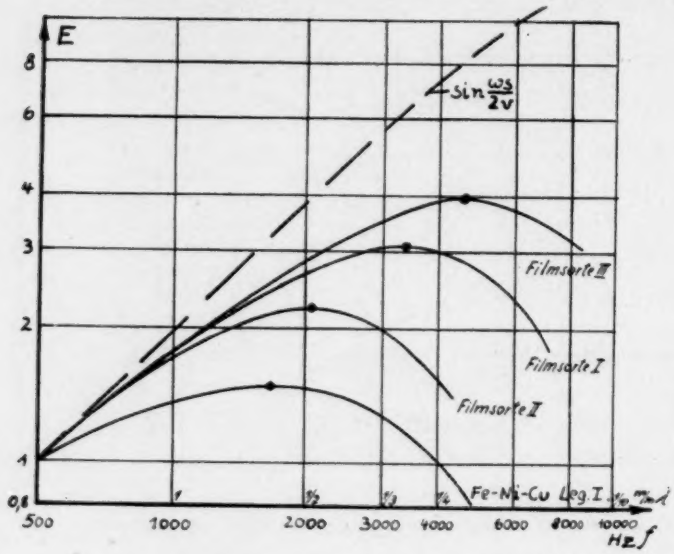


Abb. 21a. Hörkopf-EMK für verschiedene Tonträger bei $S = 0{,}045$ mm, $v = 95$ cm/sec, $i_{\sim}$ const.

auf dem Band aufgezeichneten Tones (vgl. Abb. 23) abhängt. Die im Hörkopf induzierte Spannung läßt sich demnach beschreiben durch die Gleichung:

$$E \sim c \cdot e^{-\tau/\lambda} \cdot \sin\left(\pi \frac{s}{\lambda}\right). \tag{7}$$

Es ließ sich auch nachweisen, daß τ unabhängig von der Permeabilität des Hörkopfkernes ist.

Zwecks Klarstellung der Zusammenhänge wurde nun die folgende Meßreihe aufgenommen: Mit normalen Köpfen bei kleinem Hörkopfspalt ($s = 0{,}045$ mm) und unter Konstanthaltung der Geschwindigkeit wurde der Frequenzgang für verschiedene Filmsorten und ein Band aus einer Fe-Ni-Cu-Legierung aufgenommen. Das Ergebnis dieser Meßreihe zeigt Abb. 21a. Während tatsächlich die Bänder mit wachsender Permeabilität wachsende Spannungen abgeben, sind die Frequenzkurven aus Gründen der Übersichtlichkeit hier so gezeichnet, daß sie für $f = 500$ Hz zusammenfallen. Über diesen zeigt die gestrichelte Frequenzkurve den Gang für $\tau = 0$ bei den gewählten Werten von s und v. Durch Vergleich der gestrichelten mit den gemessenen Frequenzkurven läßt sich dann der Verlauf der Dämpfung mit zunehmender Frequenz ermitteln (Abb. 21b) und aus diesem wiederum τ berechnen (Tabelle I).

Material	$\tau = \lambda_1$ (mm)
Filmsorte III . . .	0,24
Filmsorte II . . .	0,42
Fe-Ni-Cu-Band . .	0,56
Stahlband	0,92

Der etwas steilere Abfall als mit $e^{-\tau/\lambda}$ bei den hohen Tonfrequenzen ist zweifellos daraus zu erklären, daß bei diesen schon die oben besprochene Übersteuerung des Sprechkopfes eingeht (s. § 6). Bei der hier vorliegenden Meßreihe wurde der Sprechkopf nicht voll ausgesteuert, so daß der Übersteuerungseffekt hier erst bei höheren Frequenzen in Erscheinung tritt, als nach Abb. 9 zu erwarten wäre. Andererseits ließ sich die Aussteuerung schlecht noch weiter herabsetzen, da dann das Störgeräusch die Meßgenauigkeit beeinflußt hätte. Wie ein Vergleich der in Abb. 14 wiedergegebenen Hystereseschleifen der betreffenden Tonträger zeigt, wird die Dämpfungskonstante τ um so größer, je größer die Permeabilität des Tonträgers ist, doch läßt sich ein formelmäßiger Zusammenhang auf Grund der vorliegenden Messungen noch nicht feststellen. Da aber bekanntlich die Entmagnetisierung eines Magneten mit der Permeabilität und mit abnehmender Länge, d. h. also auf unseren Fall bezogen, mit $\frac{1}{\lambda}$ wächst, ist der Dämpfungsfaktor $e^{-\tau/\lambda}$ aller Wahrscheinlichkeit nach auf den Einfluß der Entmagnetisierung zurückzuführen.

Die Tatsache, daß die das Band beidseitig berührenden Doppelkerne sich von den Ringkernen im wesentlichen nur dadurch unterscheiden, daß sie nicht einseitig, sondern beidseitig am Tonträger anliegen, legt die Vermutung nahe, daß für diese Art der Abtastung das

gleiche Gesetz gelten müßte. Ein Vergleich bestätigt, daß auf Frequenzkurven, die nach diesem Verfahren aufgenommen wurden, das Gesetz nach Gl. (7) ebenfalls anwendbar ist.

b) Einfluß der Abtastgeschwindigkeit v

Abb. 22 zeigt E als Funktion von f unter Konstanthaltung aller übrigen Variablen mit der Abtast- und Aufzeichnungsgeschwindigkeit v als Parameter. Bei dieser Meßreihe wurde an das Gitter einer Verstärkerröhre die im Hörkopf induzierte EMK gelegt und im Anodenkreis dieser Röhre die Entzerrung des Frequenzganges vorgenommen. Wie man sieht, ist bei kleinen Winkeln $\pi \frac{s}{\lambda} = \frac{\omega s}{2v}$, d. h. innerhalb des Frequenzbereiches, in dem der $\sin \frac{\omega s}{2v}$ durch den Winkel selbst ersetzt werden darf, E unabhängig von v. Dieser Umstand erfordert die Einsetzung des Faktors v auf der rechten Seite der Gl. (7), so daß diese nun die Form annimmt:

$$(8)\quad E = v \cdot c \cdot e^{-\tau/\lambda} \cdot \sin \pi \cdot \frac{s}{\lambda} = v \cdot c \cdot e^{-\tau/\lambda} \cdot \sin \frac{\omega s}{2v}.$$

Während bei der der Abb. 22 zugrunde liegenden Meßreihe gleichzeitig die Aufzeichnungs- und auch die Abtastgeschwindigkeit geändert wurde, zeigt Abb. 23 die Allgemeingültigkeit dieser Gl. (8). Hier wurde bei einer Aufzeichnungsgeschwindigkeit von $v_s = 104$ cm/sec mit konstantem Sprechstrom aufgezeichnet, die Wiedergabegeschwindigkeit v innerhalb weiter Grenzen variiert und die Hörkopf-EMK dies-

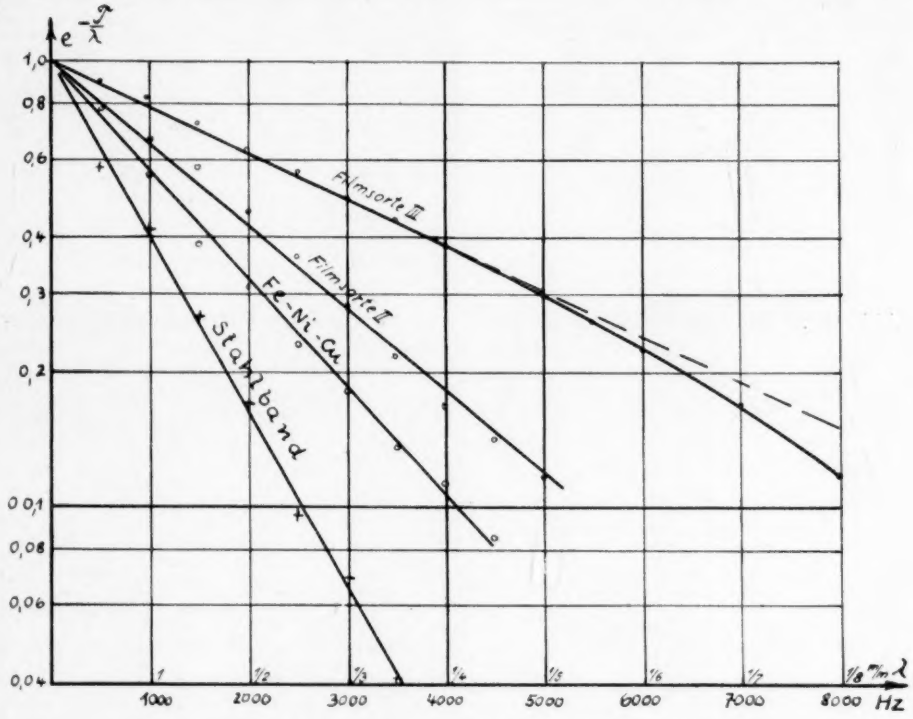


Abb. 21b. λ-abhängige Dämpfung des Bandflusses für verschiedene Tonträger

mal als Funktion von λ aufgetragen. Aus der Unveränderlichkeit der Kurvenform erkennt man, daß die Gl. (8) ihre Gültigkeit innerhalb des gesamten Geschwindigkeitsintervalls beibehält und daß auch der Faktor v exakt gilt, zeigt Abb. 23a, die aus der Abb. 23 abgeleitet wurde, und bei der die Hörkopf-EMK als Funktion der Geschwindigkeit mit dem Parameter λ aufgetragen ist.

Die der Abb. 23 zugrunde liegende Meßreihe sowie eine Reihe weiterer Messungen bei verschiedenen Aufzeichnungsgeschwindigkeiten ergeben, daß die Hörkopfspannung bei ein und demselben Tonträger unabhängig ist von der Aufzeichnungsgeschwindigkeit bzw. der aufge-

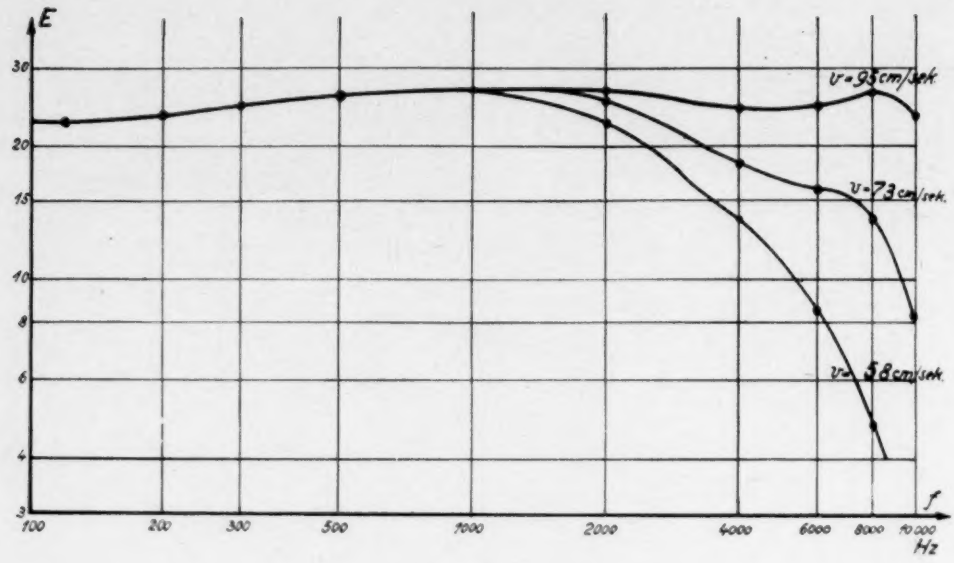


Abb. 22. Hörkopf-EMK (entzerrt für $v = 95$ sm/sec). Parameter: Aufsprech- und Abtastgeschwindigkeit

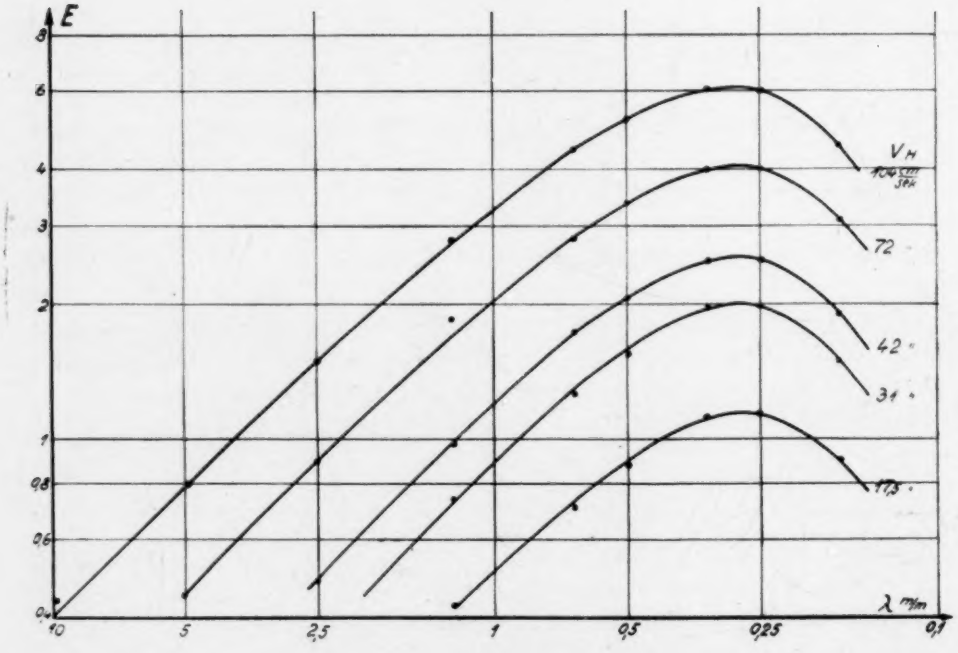


Abb. 23. Hörkopf-EMK $E = f(\lambda)$; Sprechstrom und Aufzeichnungsgeschwindigkeit konstant. Parameter: Abtastgeschwindigkeit V_H

zeichneten Frequenz und daß sie allein von dem Sprechstrom, der aufgezeichneten Wellenlänge und der Geschwindigkeit abhängt, mit der diese abgetastet wird.

c) Einfluß der Breite s des Abtastspaltes

Eine Versuchsreihe, in der E als Funktion von f bei konstantem Sprechstrom mit der

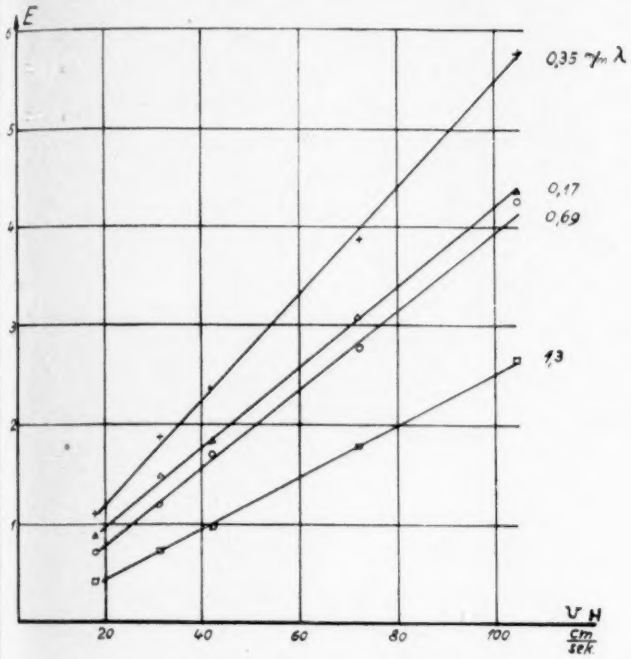


Abb. 23a. Hörkopf-EMK $E = g\,(V_H)$; Parameter: λ

Spaltbreite s als Parameter aufgenommen wurde, zeigt, daß bei den tiefsten Frequenzen, solange also $\sin \pi \cdot \frac{s}{\lambda} = \pi \frac{s}{\lambda}$ ist, E innerhalb gewisser Grenzen unabhängig von der Spaltbreite ist.

Der Faktor c in Gl. (8) muß also proportional $1/s$ sein. Nimmt man unter Zugrundelegung der Gl. (8) und der Meßergebnisse c als Funktion von $1/s$ auf, so ergibt sich Abb. 24. Man erkennt, daß eine Abweichung von der Proportionalität erst bei sehr kleinen Spaltbreiten auftritt, d. h. also wenn, wie schon in § 9 erwähnt, der magnetische Widerstand des Hörkopfkernes vergleichbar wird mit dem magnetischen Luftwiderstand zwischen den Spaltspitzen.

Die Gl. (8) geht also über in:

$$E = c \cdot \frac{v}{s} \cdot e^{-\pi/\lambda} \cdot \sin \pi \frac{s}{\lambda}. \tag{9}$$

Diese Gleichung wird um so genauer erfüllt, je höher die Permeabilität des Hörkopfkernes ist.

Auch über den Proportionalitätsfaktor c in Gl. (9) lassen sich noch genauere Angaben machen. Wie schon erwähnt, ist E proportional dem Sprechstrom $i_{\approx}$. Messungen mit Hörköpfen gleicher Abmessungen aber verschiedener Windungszahlen bestätigen überdies, daß — solange nicht die Eigenresonanz des Kopfes den Frequenzgang beeinflußt — E auch

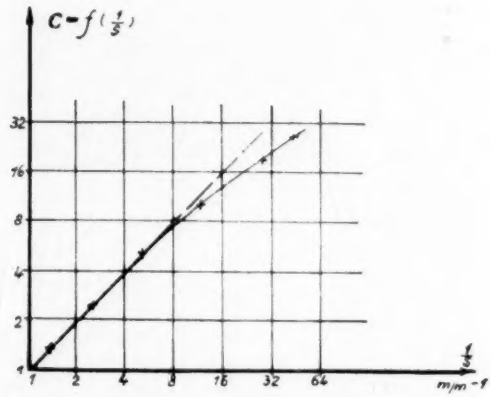


Abb. 24. Abhängigkeit der Hörkopf-EMK von der Abtastspaltbreite (s/λ = const)

der Windungszahl N des Hörkopfes proportional ist.

Sieht man also von dem zahlenmäßig kaum zu erfassenden Einfluß der mechanischen Abmessungen und der magnetischen Eigenschaften von Köpfen und Tonträger ab, so erhält die Gl. (9) die endgültige Form:

$$E = c \cdot i_{\approx} \cdot N \cdot \frac{v}{s} \cdot e^{-\pi/\lambda} \cdot \sin \pi \frac{s}{\lambda}. \tag{10}$$

Nun läßt sich mittels einer kleinen über dem Aufsprechspalt des Sprechkopfes angeordneten Meßschleife nachweisen, daß der aus dem Spalt herausstreuende, d. h. also der das Band magnetisierende Fluß innerhalb des Tonfrequenzbereiches proportional $i_{\approx}$ und frequenzunab-

hängig ist. Da also durch den Aufzeichnungsprozeß innerhalb des Aussteuerungsbereiches keine Verzerrungen in den Prozeß eingeführt werden und da feststeht, daß der Faktor $e^{-\tau/\lambda}$ in Gl. (7—10) allein durch die magnetischen Eigenschaften des Tonträgers bedingt ist im Gegensatz zu den anderen Faktoren dieser Gleichung, die auf den Abtastvorgang zurückzuführen sind, so haben wir anzunehmen, daß durch den Winkel selbst ersetzen. Man sieht, daß die Spaltbreite s dann in der Gleichung nicht mehr auftritt.

Faßt man alle von der Frequenz unabhängigen Faktoren zu dem Faktor C zusammen, so geht im Grenzfall die Gl. (10) über in:

$$E = C \cdot \frac{v}{\lambda} \cdot e^{-\tau/\lambda} = C \cdot \omega \cdot e^{-\tau/\lambda}. \tag{12}$$

Der Fehler, den man mit dieser Näherung

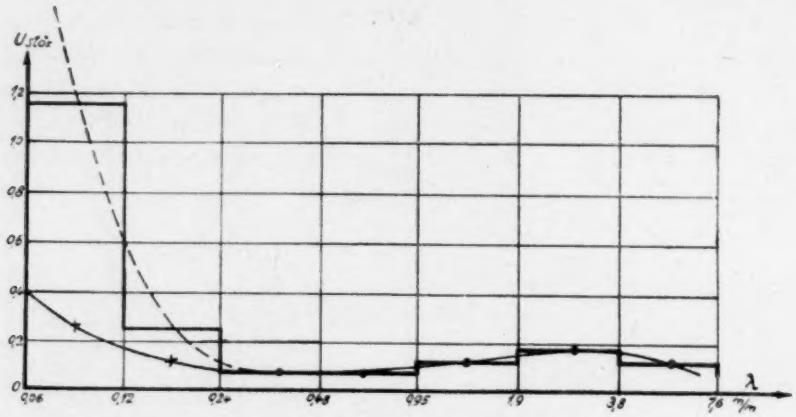


Abb. 25. Spektrale Verteilung des Störgeräusches bei Wiedergabeentzerrung von 50—10 000;
——— bei linearem Sprechstrom, ····· bei Sprechstrom gemäß Abb. 9

die Flußamplitude Φ_0 im Tonträger schon nach diesem Exponentialgesetz abklingt. Es ist demnach in Gl. (3—6) für Φ_0 der Wert einzusetzen:

$$\Phi_0 = p \cdot i_{\approx} \cdot e^{-\tau/\lambda}. \tag{11}$$

Vergleicht man nun die theoretisch abgeleitete Gl. (6) mit der aus der Praxis gewonnenen Gl. (10), so erkennt man, daß beide unter der mit Gl. (11) gemachten Annahme miteinander übereinstimmen.

Eine genauere Betrachtung der Gl. (10) zeigt auch, weswegen die Verringerung der Hörkopfspaltbreite s unter eine gewisse Grenze keine Verbesserung des Frequenzganges mehr bewirkt. Bei den üblichen Arbeitsgeschwindigkeiten von ca. 1 m/sec und Spaltbreiten bis zu 0,03 mm kann man innerhalb des in Betracht kommenden Frequenzbereiches den $\sin \pi \frac{s}{\lambda}$ macht, bleibt unter 10%, solange $\left(\pi \frac{s}{\lambda}\right)$ 45^0 nicht überschreitet bzw. $< 0{,}8$ bleibt.

Führt man noch die Wellenlänge λ_1 ein, bei der die Frequenzkurve ihr Maximum durchläuft, so kann man dieses Grenzgesetz noch etwas umformen. Für λ_1 muß $dE/d\lambda = 0$ werden. Dann ergibt sich, daß $\tau = \lambda_1$ und demnach

$$E = C \cdot \omega \cdot e^{-\frac{\lambda_1}{\lambda}}. \tag{13}$$

Bei der Wellenlänge λ_1 beträgt also die Dämpfung gegenüber dem reinen ω-Gang gerade 1 Neper.

§ 12. Das Störgeräusch

Die bei der magnetischen Schallaufzeichnung mit Filmen auftretenden Geräusche setzen sich aus einer Anzahl von Einzelkomponenten zu-

sammen. Die beiden Hauptstörquellen sind die mechanische und die magnetische Inhomogenität der Eisenpulverschicht. Diese wird in Form von Lack auf den Grundfilm aufgegossen und im Verlauf des Trocknungsprozesses erfolgt eine Schrumpfung der Eisenschicht um ca. 50 Vol.-%. Dabei ist es verständlich, daß die Ablagerung der einzelnen Körnchen nicht völlig homogen erfolgen wird. Es ist selbstverständlich, wie auch KOTOWSKI[1]) gezeigt hat, daß hierbei Oberflächenrauhigkeit, Körnchengröße und Störgeräusch Hand in Hand gehen und daß man den relativ niedrigsten Störpegel bei Filmen mit kleinsten Korngrößen erzielt. In dieser Hinsicht sind in letzter Zeit erhebliche Fortschritte gemacht worden; so beträgt die Teilchengröße der neueren Filme nur noch weniger als 1 μ und liegt im Mittel wahrscheinlich sogar bei nur 0,1 μ. Im Laufe längerer Benutzung geht die Rauhigkeit der Oberfläche und dementsprechend auch die daraus resultierende Störkomponente zurück und zwar bis zu 40%.

Es sei an dieser Stelle nur die spektrale Verteilung des Störgeräusches der Filmsorte I wiedergegeben (Abb. 25), wie sie sich am Ausgang eines bis 10000 Hz entzerrten Wiedergabeverstärkers, der also die durch die Banddämpfung und durch den Abnahmevorgang geschwächten Höhen besonders stark anheben muß, bei konstantem Sprechstrom ergibt. Unter Berücksichtigung der Sprechstromkurve nach Abb. 9 ergäbe sich sogar die gestrichelte Kurve. Dieses Spektrum zeigt, welche Schwierigkeiten einer völligen Entzerrung des Frequenzganges, die an sich ohne nennenswerten Aufwand ausführbar wäre, im Augenblick noch entgegenstehen. Es steht jedoch zu erwarten, daß es durch geeignete Fabrikationsmethoden gelingen wird, den Anstieg der Störspannung zu kleineren Wellenlängen hin zu verschieben und dadurch die Dynamik dieses Verfahrens, d. h. also seine Qualität noch beträchtlich zu steigern.

[1]) P. KOTOWSKI, Das Rauschen von Phonogrammträgern, Dissertation an der T. H. Berlin, 1934.

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß das geeignetste Kernmaterial für Sprechköpfe eine Legierung mit möglichst hoher Anfangspermeabilität ist, da das magnetische Spaltfeld um so enger begrenzt ist, je höher die Permeabilität ist und da bei einer solchen Legierung durch Einfügung eines Entmagnetisierungsspalts die schädliche Remanenz auf ein Minimum reduziert werden kann.

Es wird ein Näherungsgesetz für den Aufsprechvorgang abgeleitet, aus dem sich ergibt, daß der Sprechstrom von einer Grenzfrequenz ab angenähert proportional der Frequenz abfallen muß.

Die Lage des günstigsten Arbeitspunktes wird diskutiert. Der Verlauf der Induktion im Tonträger unter dem Einfluß des Lösch- und des Sprechfeldes wird meßtechnisch erfaßt und es ergibt sich, daß die Hystereseschleife des Tonträgers direkt als Charakteristik des Aufzeichnungsvorganges aufgefaßt werden kann.

Im Anschluß an theoretische Überlegungen wird das Gesetz der Abtastung mit Ringköpfen aus der Praxis abgeleitet. Aus diesem geht hervor, daß die im Hörkopf induzierte Spannung im wesentlichen bestimmt ist durch die aufgezeichnete Wellenlänge und die Abtastgeschwindigkeit. Ferner ergibt sich, daß die Entmagnetisierung im Tonträger mit wachsender Frequenz nach einem Exponentialgesetz zunimmt und zwar um so stärker, je höher die Permeabilität des Tonträgers ist.

Es zeigt sich schließlich, daß bei genügend kleinen Spalten der Frequenzgang unabhängig von der Spaltbreite des Hörkopfes wird.

Schließlich wird die Zusammensetzung des Störgeräusches besprochen.

Es ist mir ein Bedürfnis, der AEG. meinen herzlichen Dank auszusprechen, die mir entgegenkommenderweise die Mittel zur Durchführung dieser Arbeit zur Verfügung stellte; insbesondere bin ich Herrn Dipl.-Ing. SCHÜLLER für die mir in entgegenkommender Weise erwiesene wertvolle Unterstützung zu herzlichem Dank verpflichtet; desgleichen danke ich herzlich Herrn BERNHARD für die freundliche Unterstützung bei der Ausführung der Skizzen.

(Eingegangen am 24. Mai 1937.)

Über die theoretischen Ableitungen der Nachhallgesetze

Von Hubert Cremer, Köln und Lothar Cremer, Berlin

Mit 6 Abbildungen

(Fortsetzung und Schluß)

Teil II

§ 5

Die gedämpften Eigenschwingungen des rechteckigen Raumes

Allgemeine Gesetze für beliebige Raumformen erhalten wir aus den wellentheoretischen Betrachtungen nur, wenn wir annehmen können, daß die durch die Raumdämpfung verursachten Störungen, sei es in der Differentialgleichung oder in den Randbedingungen, klein sind. Schluckgradmessungen müssen aber auch an stärker absorbierenden Stoffen ausgeführt werden. Nun läßt sich aber der Fall des Rechteckraumes auch für beliebige Wandwiderstände durchrechnen, sofern $\delta \ll \omega$ bleibt, was aber praktisch stets der Fall ist. Da nun überdies der rechteckige Raum nicht nur die einfachste, sondern auch die häufigste Raumform darstellt, sei dieser von SCHUSTER und WAETZMANN [1]) zuerst in Angriff genommene Fall noch näher untersucht. Das Einzige, was wir noch voraussetzen müssen und was nach Möglichkeit auch bei allen Meßanordnungen erfüllt sein sollte, ist eine in sich gleichförmige Beschaffenheit der 6 Seitenflächen, wie wir sie auch bereits bei Ableitung der Formel (7) angenommen hatten.

Die zeitliche Abhängigkeit ist wieder wie in den Paragraphen 3 und 4 durch den Faktor $e^{i\omega t-\delta t}$ gekennzeichnet. Setzen wir $\varphi = \mathrm{Re}\,(\psi\,(x, y, z)\,e^{i\omega t-\delta t})$ in die Wellengleichung (21) ein, so ergibt sich für den örtlichen Teil des Potentials der Schnelle die Differentialgleichung:

$$(79) \qquad \Delta\psi + \frac{(\omega + i\,\delta)^2}{c^2}\psi = 0\,,$$

d. h. nunmehr muß auch im Gegensatz zu § 2 das örtliche Fortpflanzungsmaß außer einem phasenändernden Faktor auch einen amplitudenändernden Faktor enthalten.

Wir können auch hierbei wieder das Ergebnis in 8 Wellenzüge der Form

$$(80) \qquad e^{\pm(i k_1 - s_1)x \pm (i k_2 - s_2) y \pm (i k_3 - s_3) z + (i\omega - \delta)t}$$

zerlegen und erhalten zunächst die Bedingungsgleichungen

$$(81) \qquad (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) - (s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\delta}{c}\right)^2,$$

$$(82) \qquad k_1 s_1 + k_2 s_2 + k_3 s_3 = \left(\frac{\omega}{c}\right)\left(\frac{\delta}{c}\right).$$

Die Faktoren k_1, k_2, k_3 kennzeichnen auch hier wieder die Ebenen gleicher Phase

$$(83) \qquad k_1 x + k_2 y + k_3 z = \text{Konst.}$$

Innerhalb dieser Ebenen kann aber die Amplitude nach den einzelnen Seiten hin verschieden abnehmen. Gleichheit der Amplituden würde nur dann bestehen, wenn die einzelnen Dämpfungskomponenten sich wie die zugehörigen Richtungskosinusse der Phasenebene verhalten:

$$(84) \qquad s_1 : s_2 : s_3 = k_1 : k_2 : k_3\,.$$

SCHUSTER und WAETZMANN haben ihre Ansätze zunächst nur unter dieser sehr einschränkenden Annahme durchgeführt. Man kann aber auf ihrem Wege auch zu allgemeineren Gesetzen gelangen (siehe auch [1]), wenn man sich darauf beschränkt, daß das resultierende Dämpfungsmaß klein gegen die Wellenzahl ist:

$$(85) \qquad s = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \ll k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}\,.$$

Wie man aus den Gleichungen (81) und (82) entwickeln kann, enthält dies die bereits in § 2 besprochene Abschätzung, daß $\delta \ll \omega$ ist. Das

[1]) K. SCHUSTER und E. WAETZMANN, Ann. Physik V, 1 (1929), S. 671.

[1]) v. d. DUNGEN, Acoustique des Salles, Paris 1934, S. 65 ff.

Letzte könnte aber auch erfüllt sein, wenn die Ebenen gleicher Phase und die Ebenen gleicher Schwingungsamplitude, die durch

$$s_1 x + s_2 y + s_3 z = \text{Konst.} \tag{86}$$

gekennzeichnet sind, aufeinander senkrecht stehen, denn die linke Seite von (82) läßt sich als skalares Produkt zweier auf diesen Ebenen senkrecht stehender Vektoren auffassen. Derartige Grenzfälle sind aber, wie die weitere Entwicklung zeigen wird, nur zu erwarten, wenn in einem Rechteckraum zwei gegenüberliegende Wändepaare nahezu starr, dagegen eine oder mehrere der hierzu senkrechten hochgradig absorbierend sind. Solche Fälle, die auch die Erscheinung des „Flatterechos" enthalten, wollen wir zunächst ausschließen.

Mit $s \ll k$ ergibt sich zunächst, daß ω nicht vom Dämpfungsmaß abhängt, sondern sich wie früher errechnet:

$$\omega = c\sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}.$$

Die k-Werte aber bestimmen sich etwas anders als bei starrer Wand.

Die Forderung $s \ll k$ bedeutet aber vor allem eine große Vereinfachung unserer Randbedingungen. Wir kommen damit aus, die Randbedingungen wie bisher nur als Funktionen der k_1, k_2, k_3, also abhängig von Frequenz und Einfallswinkel, einzuführen, während wir sonst noch das Dämpfungsmaß und die Lage der Ebene gleicher Amplituden bei der einfallenden Welle beachten müßten.

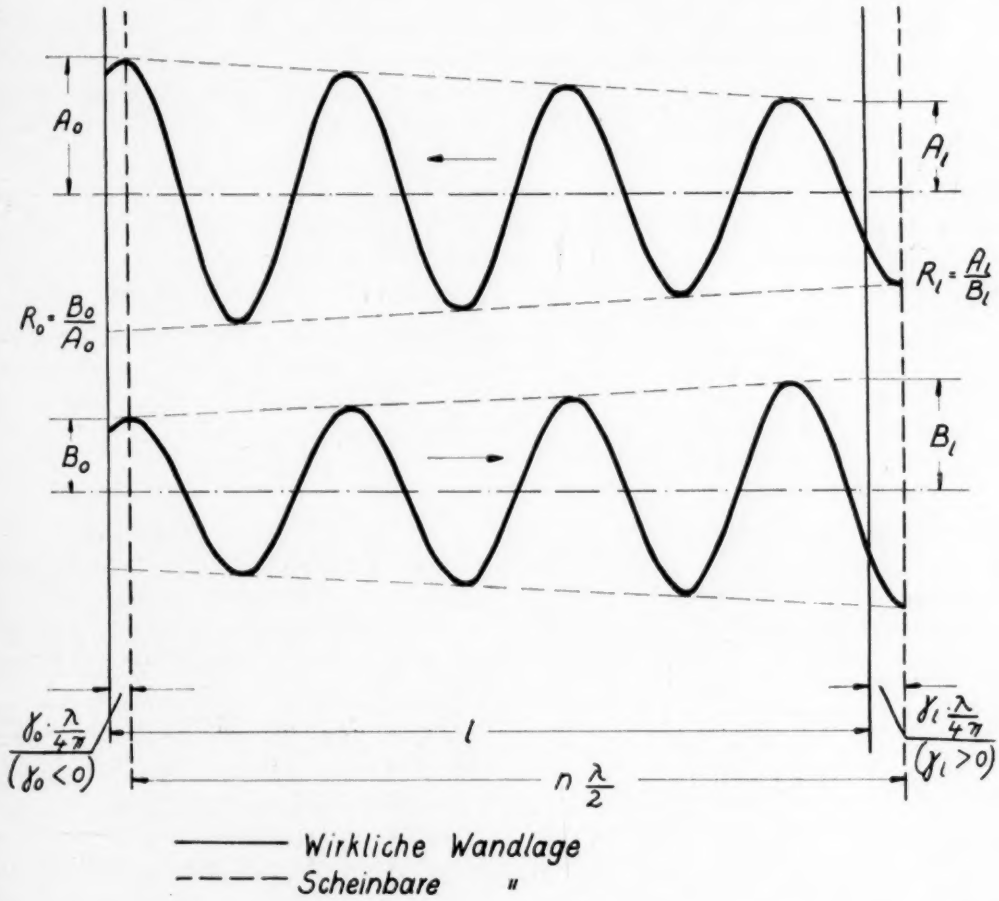


Abb. 5. Skizze zur Ermittlung der Eigenschwingungen eines rechteckigen Raumes aus den Randbedingungen

Die Ermittlung der s- und k-Werte aus Schluckgrad und Phasensprung an den Wänden ergibt sich anschaulich an Hand von Abb. 5. Dort ist der Verlauf zweier entgegengesetzter Wellenzüge für einen Zeitpunkt, in welchem gerade die Maxima übereinanderliegen, aufgetragen. Denken wir uns die beiden Wellenzüge nach den Seiten beliebig fortgesetzt und bewegen sie mit Schallgeschwindigkeit gegeneinander, den oberen nach links, den unteren nach rechts, so entspricht das durch Überlagerung entstehende Schwingungsbild dem Abklingen eines Eigentones im eindimensionalen Falle. Die beiden Wellenzüge vertauschen links ($x=0$) und rechts ($x=l$) die Rollen von hineilendem und rückeilendem Strahl. Eine Eigenschwingung läßt sich nun dadurch kennzeichnen, daß die Welle mit gleicher Phase an ihren Ausgangspunkt zurückkehrt. Die Wellenlänge wird dadurch nicht nur durch den Wandabstand, sondern auch durch die Phasensprünge bestimmt:

$$k\,l = n\,\pi - \frac{1}{2}\,(\gamma_0 + \gamma_l)\,. \tag{87}$$

Andererseits muß das rein örtliche Anwachsen der Wellenzüge durch den reellen Exponenten den Schluckgrad an beiden Seiten kompensieren:

$$\begin{aligned} e^{2sl} &= \frac{1}{R_0}\cdot\frac{1}{R_l}\,, \\ 2\,s\,l &= \frac{1}{2}\,(a'_0 + a'_l)\,. \end{aligned} \tag{88}$$

In unserem dreidimensionalen Falle bestimmen nun jeweils zwei gegenüberliegende Wände die für die dazu senkrechte Richtung geltenden Komponenten der Wellenzahl und Dämpfung.

Für die Bestimmung der Eigentöne ergibt sich so ein System von 4 Gleichungen:

$$\begin{aligned} k_1\,l_1 &= n_1\,\pi - \frac{1}{2}\,(\gamma_{10}\,(k,k_1) + \gamma_{1l}\,(k,k_1))\,, \\ k_2\,l_2 &= n_2\,\pi - \frac{1}{2}\,(\gamma_{20}\,(k,k_2) + \gamma_{2l}\,(k,k_2))\,, \\ k_3\,l_3 &= n_3\,\pi - \frac{1}{2}\,(\gamma_{30}\,(k,k_3) + \gamma_{3l}\,(k,k_3))\,, \\ \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 &= k^2 = k_1^2 + k_2^2 + k_3^2\,. \end{aligned} \tag{89}$$

Man wird im allgemeinen am besten so vorgehen, daß man zunächst die Phasensprünge γ gleich 0 setzt. Man erhält dann die Eigentöne des ungedämpften Problems. Man kann dann die zu diesen Eigentönen gehörigen Phasensprünge, die aus dem Material heraus als Funktionen von Frequenz und Einfallswinkel bekannt sein müssen, ausrechnen und dann diese Werte als Korrektur in die ersten Gleichungen einsetzen. Man übersieht, daß diese Korrekturen nur bei den niedrigsten Ordnungszahlen prozentual große Änderungen hervorrufen können. Der Phasensprung kann ja nie mehr ausmachen, als die Erhöhung oder Erniedrigung der einzelnen Ordnungszahlen um eine ganze Zahl. Bei den hohen Frequenzen aber, wo die Eigentöne sehr dicht liegen, ist dies gleichgültig, so daß wir auch bei dieser Rechnung zu dem Ergebnis geführt werden, daß die Eigentöne des gedämpften Problems schließlich denen des ungedämpften Problems gleich sind.

Sind aber die Eigentöne bekannt, so können wir aus dem Verhalten der Wandbekleidung heraus die Schluckexponenten bestimmen und gewinnen damit nach (88) die Einzeldämpfungen:

$$\begin{aligned} s_1 &= \frac{1}{4\,l_1}\,(a'_{10}\,(k,k_1) + a'_{1l}\,(k,k_1))\,, \\ s_2 &= \frac{1}{4\,l_2}\,(a'_{20}\,(k,k_2) + a'_{2l}\,(k,k_2))\,, \\ s_3 &= \frac{1}{4\,l_3}\,(a'_{30}\,(k,k_3) + a'_{3l}\,(k,k_3))\,. \end{aligned} \tag{90}$$

Nach Gleichung (82) setzt sich aber die gesamte Dämpfung aus diesen zusammen zu

$$\delta = \frac{c}{4}\left[\frac{\cos\vartheta_1}{l_1}\,(a'_{10} + a'_{1l}) + \frac{\cos\vartheta_2}{l_2}\,(a'_{20} + a'_{2l}) + \frac{\cos\vartheta_3}{l_3}\,(a'_{30} + a'_{3l})\right].$$

Wir finden damit ein Ergebnis bestätigt, daß wir im § 1 als Gleichung (7) bereits mit einer einfachen Strahlenbetrachtung abgeleitet hatten. Der wellentheoretische Weg zeigt uns aber, daß es auch noch in einem Frequenzbereich gilt, wo die Wellenlängen von der Größenordnung der Wandausdehnungen sind. Er liefert uns ferner eine genaue Kenntnis aller Phasenverhältnisse und der daraus entstehenden Interferenzen.

Diese Möglichkeit des Vergleichs mit einer strengen wellentheoretischen und doch verhältnismäßig einfachen Rechnung läßt den rechteckigen Raum für meßtechnische Nach-

hallversuche besonders geeignet erscheinen. Er hat aber eine sehr unangenehme Eigenschaft, die wir bereits kurz erwähnten. Wenn beispielsweise der Boden und eine Längswand stark gedämpft sind, dagegen die Querwände ungedämpft, so bleiben schließlich nur die Eigentöne in Längsrichtung übrig, und da diese zueinander harmonisch liegen, bringen sie den ursprünglichen Impuls unverzerrt immer wieder. Man bezeichnet diese Erscheinung als „Flatterecho". Solche Grenzfälle sind auch dann unvermeidbar, wenn das Material auf Boden und Längswand im übrigen Bereich das Kosinus-Theta-Gesetz gut erfüllt. Den hierbei geforderten Wert $a = 1$ für streifenden Einfall kann es doch nicht liefern. Überhaupt versagt für eine parallel zur dämpfenden Fläche laufende Welle die für die Schluckgraddefinition notwendige Zerlegung des Wellenfeldes in einen ankommenden und einen reflektierten Strahl.

Wenn nur der Boden mit Dämpfungsmaterial belegt ist, wie dies bei den meisten Nachhallmessungen geschieht, so sind zwar subjektiv keine Flatterechos mehr beobachtbar. Trotzdem dürften aber im Nachhalloszillogramm, die zur Dämpfungsfläche parallelen Wellenzüge länger erhalten bleiben und so eine durchhängende Nachhallgerade verursachen. Wird aus dieser eine mittlere Neigung der Auswertung zugrunde gelegt, so wird dabei der Schluckexponent der Dämpfungsfläche zu klein ermittelt. Wahrscheinlich wird dieser Fehler dadurch überkompensiert, daß der so erhaltene Schluckexponent meist gleich als Schluckgrad betrachtet wird.

Die in dieser Arbeit abgeleiteten Nachhallformeln liefern aber alle im Sinne der Ableitungen von Millington [11] die arithmetische Mittelung über die Schluckexponenten, also die geometrische Mittelung über die Reflexionsgrade. Im Falle des § 4 geht dies wegen der kleinen a-Werte in den arithmetischen Mittelwert über die Schluckgrade selbst über. Die Abneigung gegen die Benutzung der Schluckexponenten ist hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß Sabine alle Schluckvermögen mit denen von offenen Fenstern verglich. Wenn aber nur an einer Stelle $a = 1$ ist, wird $a' = \infty$ und somit $\delta = \infty$. Man würde aber besser die Folgerung ziehen, daß für Fälle, wo die Verteilung der Schluckfähigkeit sehr einseitig oder sehr unterschiedlich ist, wie bei offenen Fenstern zwischen starren Wänden, die Nachhalltheorie eben versagt. Dagegen brauchen wir keineswegs die Fälle, in denen sich a' und a unterscheiden, auszuschließen. Was der Nachhallversuch aber liefert, ist immer der Schluckexponent.

Man überzeugt sich leicht durch Strahlenzeichnung, daß die beim rechteckigen Raum erwähnten Schwierigkeiten bei einem allseitig schiefwinkligen Raum nicht auftreten können. Man kann aber auch die günstige Wirkung schräger Flächen an einem Spezialfall mit der in diesem Paragraphen behandelten wellentheoretischen Rechnung zeigen. Betrachten wir einen Rechteckraum von quadratischem Grundriß. Zunächst mögen Decke und Boden und zwei gegenüberliegende Seitenwände gedämpft sein. Dann sind zwischen den ungedämpften Seitenwänden Flatterechos zu erwarten. Nehmen wir dagegen an, daß je zwei benachbarte Seitenwände gleiche Eigenschaften haben, so leuchtet ein, daß auch, wenn zwei davon fast starr sind, keine Eigenschwingungen besonders herausfallen. In diesem Falle aber gibt es zu jeder Eigenfrequenz zwei Schwingungsformen, die sich nur dadurch unterscheiden, daß x- und y-Achse ihre Rollen vertauschen. Nehmen wir an, daß beide mit gleicher Amplitude und Phase angeregt werden, so zeigt die resultierende Schnelle längs der Symmetrieachse $x = y$ immer in die Richtung dieser Diagonale, und wir können dort uns die beiden hierzu symmetrischen resultierenden Felder durch eine starre Wand getrennt denken. Umgekehrt, das Schwingungsfeld für einen prismatischen Raum von gleichschenklig-rechtwinkliger Dreiecks-Grundfläche, dessen Hypothenusenwand allerdings starr sein muß, hat die gleichen Eigenfrequenzen und Dämpfungen wie ein entsprechender Raum mit quadratischem Grundriß und benachbart gleichen Wandpaaren. Auch wenn nur eine derselben gedämpft ist, kann keine schwach gedämpfte Eigenschwingung herausfallen. Außerdem werden alle

Flächen, wie aus der Überlagerung aus zwei Eigenschwingungen des Quadrats hervorgeht, bei jedem Eigenton unter zwei verschiedenen, komplementären Einfallswinkeln getroffen.

§ 6

Eine neue Methode zur Schluckgradmessung

Die im letzten Paragraphen behandelte wellentheoretische Untersuchung eröffnet aber auch die Möglichkeit einer neuen Meßmethode für Schallschluckstoffe, die gerade im Rechteckraum besonders übersichtlich ist.

Wie VERN O. KNUDSEN [1]) zeigte, kann man bei den kleinsten Ordnungszahlen die niedrigsten Eigentöne eines Raumes getrennt anstoßen. Zweckmäßig verwendet man hierzu Lautsprecher von hohem inneren Widerstand, die man in die Ecken des Raumes setzt, so daß sie von diesen reinen Druckbauchstellen aus jeden Teilton gleich gut anregen. Ebenso verwendet man als Empfänger zweckmäßig einen Druckempfänger, der aus den gleichen Gründen in eine Ecke zu setzen ist.

Indem man nun eine Wand austauschbar macht, und diese einmal als starre Wand, einmal als Prüfwand an den Raum setzt und die Nachhallzeiten miteinander vergleicht, erhält man, genau wie beim gewöhnlichen Nachhallverfahren, ein Maß für das Schluckvermögen der Wand. Zerlegen wir das gesamte Dekrement in die 6 Anteile, die den einzelnen Wänden zukommen, und in einen Anteil, der der Ausbreitung im Raum zukommt, und bezeichnen die Anteile der Austauschwände mit dem Index 1, so liefert die Messung mit starrer Wand

$$\delta' = \delta_1' + \sum_2^6 \delta_n + \delta_0 , \tag{91}$$

und die mit Meßwand

$$\delta'' = \delta_1'' + \sum_2^6 \delta_n + \delta_0 . \tag{92}$$

Man erhält dann aus dem Vergleich:

$$\delta'' - \delta' = \delta_1'' - \delta_1' = \frac{c}{4}\left(\frac{\cos\vartheta_1}{l_1} a_1'\right) - \delta_1' . \tag{93}$$

Man begeht sicher keinen großen Fehler, wenn man den von der starren Wand herrührenden Anteil δ_1' entweder ganz vernachlässigt, oder auch nur seine Größe aus dem ersten Versuch abschätzt.

Zum Unterschied von dem normalen Versuch auf statistischer Basis, geht aber hier der Einfallskosinus ein und es wird die Wand bei jedem Eigenton ja auch nur unter einem ganz bestimmten Einfallskosinus getroffen. Es ist daher mit diesem Verfahren nicht nur möglich, etwas über die Frequenz, sondern auch etwas über die Winkelabhängigkeit der Schluckstoffe auszusagen.

Ferner muß es auch möglich sein, den Phasensprung an der Prüfwand festzustellen. Er würde sich in einer gewissen Verschiebung des Eigentones äußern:

$$\left(\frac{\omega''}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega'}{c}\right)^2 = \left(\frac{n_1\pi}{l_1} - \frac{\gamma_1''}{2l_1}\right)^2 - \left(\frac{n_1\pi}{l_1} - \frac{\gamma_1'}{2l_1}\right)^2 . \tag{94}$$

Auch bei diesem Vergleich hätten wir den Phasensprung der ausgetauschten starren Wand entweder zu vernachlässigen oder aus dem ersten Versuch und durch Vergleich mit den Raumabmessungen abzuschätzen; dabei dürfte aber meist der einzusetzende Wert der Schallgeschwindigkeit unsicherer sein als der Phaseneinfluß durch die ja möglichst starr auszuführenden Wände. Da anzunehmen ist, daß diese Verschiebung der Eigentöne nur klein ist, können wir Formel (94) auch umformen in:

$$\frac{\Delta\omega}{c}\cdot\frac{2\omega}{c} = 2\frac{n_1\pi}{l_1}\left(\frac{\gamma_1''-\gamma_1'}{2l_1}\right) ; \qquad \Delta f \approx \frac{c}{2}\cdot\frac{\cos\vartheta_1}{l_1}\cdot\frac{\gamma_1''}{2\pi} . \tag{95}$$

Die beschriebene Methode ist natürlich nur anwendbar, wenn die Dekremente genügend klein und die Frequenzabstände genügend groß sind, um die einzelnen Resonanzen zu trennen. Nehmen wir an, daß die notwendige Trennung der einzelnen Eigentöne nur möglich ist, wenn die Halbwertsbreite [1]) der einzelnen Resonanzspitzen weniger als $^1/_{10}$ ihres Abstandes beträgt, so verlangt das die Ungleichung:

$$\Delta\omega > 10\,\delta . \tag{96}$$

[1]) V. O. KNUDSEN, J. Acous. Soc. Am. 4 (1932), S. 20.

[1]) Hierunter soll diejenige Frequenzverschiebung gegenüber der Resonanz gemeint sein, bei der das Amplitudenquadrat bereits auf die Hälfte gesunken ist. Die Theorie der einfachen Schwingungskreise zeigt, daß die hierzu nötige Kreisfrequenzänderung gleich der Dämpfung δ ist.

Nun können wir sowohl die rechte wie die linke Seite in Beziehung zur Länge des Raumes setzen:

$$\Delta\,\omega = \frac{\text{const}}{l_1}\,;\quad \delta \approx \frac{c}{4}\left(\frac{\cos\vartheta_1 \cdot a_1'}{l_1}\right);$$

wir erkennen daher, daß es für diese Ungleichung nur auf das Produkt aus Schluckexponent und Einfallskosinus ankommt. Wichtig ist, daß eine ähnliche Verkleinerung des Raumes an der Anwendbarkeit des Verfahrens nichts ändert, so daß wir beliebige Frequenzgebiete damit erfassen können.

Es kommt also jetzt nur noch darauf an, Raumformen zu wählen, die eine gute Trennung der tiefsten Teiltöne bieten. Im allgemeinen kann man sagen, daß eine besondere Raumform hierbei gar nicht zu bevorzugen ist. Fast jedes Kantenverhältnis, das einen Bruch hoher Ordnung liefert, weist immer wieder Stellen auf, wo mehrere Teiltöne dicht zusammenkommen, und solche, wo einzelne isoliert liegen. Es seien hier nur zwei spezielle Vorschläge angegeben:

1. Wir stellen uns einen flachen Kasten her, dessen Höhe nur $^1/_4$ Wellenlänge der höchsten verwendeten Frequenz beträgt, so daß wir ein ebenes Problem erhalten. Wir wählen ferner für die anderen Längen ein Verhältnis 4:3, dann haben die ersten 4 Eigentöne gleich große Abstände (s. Skizze 6, oben). Auch der 5. und 6. Eigenton liegen gut auseinander, leidlich noch 7 und 8, während 9 und 10 schon ziemlich zusammenfallen. Doch wäre meßtechnisch folgende Trennung denkbar: Wenn wir in zwei angrenzenden Ecken des Raumes die Lautsprecher und ebenso in den gegenüberliegenden zwei Mikrophone unterbringen, so können wir durch gleichphasige und gegenphasige Schaltungen erreichen, daß bestimmte Teiltöne bevorzugt angeregt bzw. abgehört werden. Diese Teiltöne der gleichphasigen und gegenphasigen Art würden allein im Eigentonnetz in aufeinanderfallenden Reihen liegen und gerade 9 und 10 würden 2 solchen verschiedenen Anregungsarten entsprechen. Dagegen sind 11 bis 13 nicht mehr trennbar, auch 14 und 15, die gleicher Anregungsart entsprechen, dürften sehr dicht liegen, 16 und 17 lassen sich dagegen wieder zur Messung verwenden; auf höhere Teiltöne wollen wir nicht eingehen. In der umstehenden Tabelle 1 sind wiedergegeben die den einzelnen Ordnungszahlen zukommenden Einfallswinkel, Frequenzlage in Abhängigkeit der Grundfrequenz und Leistungsgrenze ausgedrückt durch den Schluckexponenten. Will man mit dieser Anordnung den Bereich von 64 bis 256 Hz erfassen, so ergibt sich

$$l_1 = 2{,}61\,\text{m},\quad l_2 = 1{,}96\,\text{m}$$

und eine Höhe von $h = 25$ cm.

Nach den obigen Betrachtungen müßte ohne weiteres eine ähnliche Übertragung auf kleine Räume und entsprechend höhere Frequenzen

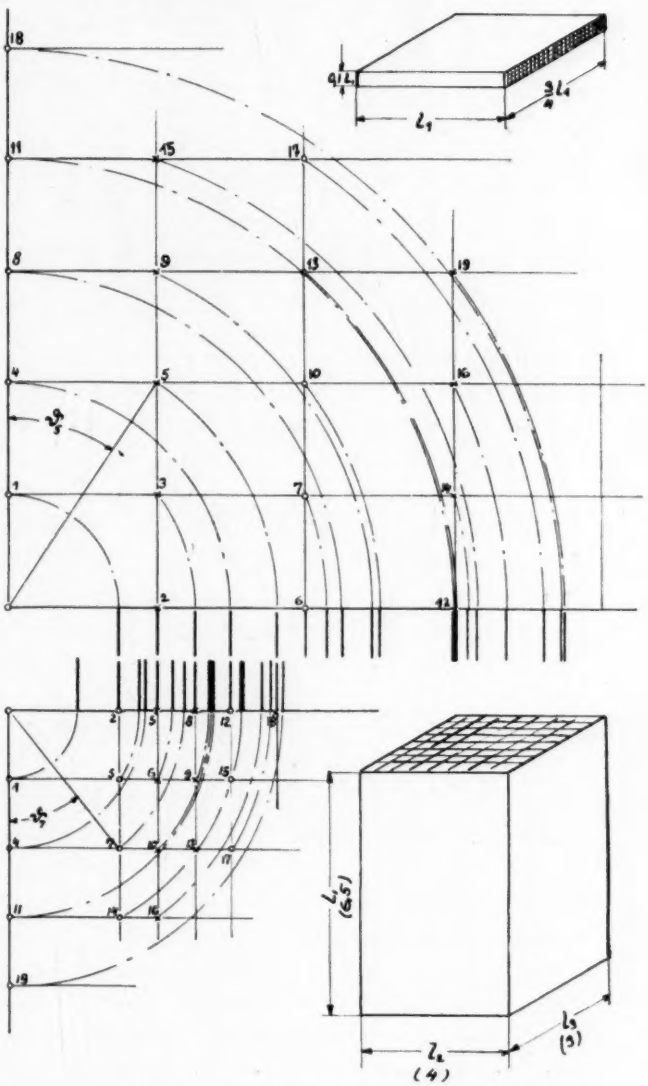


Abb. 6. Graphische Ermittlung der Eigentöne von Versuchsräumen zur Messung von Schluckstoffen

möglich sein. Dies scheitert aber daran, daß durch die nahe gegenüberliegenden Begrenzungswände eine Randdämpfung bei der Ausbreitung im Sinne der KIRCHHOFFschen Theorie für Rohre[1]) zu erwarten ist, indem an diesen Wänden die Teilchengeschwindigkeit auch in tangentieller Richtung haftet und

Tabelle 1

Ordnungszahl	Anregungsort	ϑ	$\frac{f}{f_1}$	$\frac{\Delta f}{f_1}$	$\cos\vartheta \cdot a'_{max}$
1	o	0°	1		
				0,33	0,41
2	x	90°	1,33		
				0,33	0,41[2])
3	x	53½°	1,66		
				0,33	0,41
4	o	0°	2		
				0,40	0,50
5	x	33°	2,4		
				0,26	0,33
6	o	90°	2,66		
				0,19	0,24
7	o	69½°	2,85		
				0,15	0,19
8	o	0°	3,00		
				0,27	0,34
9	x	24°	3,27		
				0,07	0,09
10	o	53½°	3,34		
14	x	76°	4,11		
				0,10	0,12
15	x	18°	4,21		
				0,26	0,33
16	x	63½°	4,47		
				0,34	0,42
17	o	33°	4,81		

Tabelle 2

Ordnungszahl	Anregungsort	ϑ	$\frac{f}{f_1}$	$\frac{\Delta f}{f_1}$	$\cos\vartheta \cdot a'_{max}$
1	o	0°	1		
				0,62	0,77
2	o	90°	1,62		
				0,28	0,35
3	o	58°	1,90		
				0,10	0,12
4	o	0°	2,00		
				0,16	0,20
5	x	90°	2,16		
				0,22	0,27
6	x	65°	2,38		
				0,19	0,24
7	o	39°	2,57		
				0,13	0,16
8	x	90°	2,70		
				0,18	0,22
9	x	70°	2,88		
				0,06	0,08
16	x	35°	3,70		
				0,15	0,19

o = gleichphasige Anregung
x = gegenphasige Anregung

keine Temperaturschwankungen auftreten können. Aus diesen Zähigkeits- und Wärmeleitungseinflüssen ergibt sich ein Ausbreitungsdekrement von der Größe

$$\delta_0 = \frac{1}{h}\sqrt{\frac{\omega}{2\varrho}}\left(\sqrt{\mu'} + \left(\sqrt{\varkappa} - \frac{1}{\sqrt{\varkappa}}\right)\sqrt{\nu}\right) \approx \frac{\sqrt{f}}{h}$$

(μ' kinematische Zähigkeit, $\varkappa$ Verhältnis der spezifischen Wärmen, ν Wärmeleitzahl).

Wie man erkennt, würde diese Dämpfung mit $\frac{\sqrt{f}}{h} = \text{konst.} \cdot f^{\frac{3}{2}}$ wachsen.

2. Daher sei speziell für hohe Frequenzen noch eine Anordnung angegeben, bei der der Raum dreidimensional ausgenutzt wird. Wir brauchen hierzu nur Skizze 6 (s. unten) zu erweitern, indem das aus den Verhältnissen 4:3 entstandene Netz nochmals mit einem neuen Abstand, für welchen sich zweckmäßig das Längenverhältnis 6,5:4:3 zeigte, verbindet. Hierbei wäre die 4 × 3 Wand als Meßwand zu verwenden. Die untere Figur in Skizze 6 liefert wieder die zu dieser Wand gehörigen Einfallskosinusse. Tabelle 2 zeigt die Leistungsfähigkeit dieser Anordnung, die der ersten nicht viel nachsteht.

Schließlich wäre noch zu sagen, daß wir ja gerade für tiefe Frequenzen ein derartiges neues Verfahren, das die einzelnen Einfallswinkel zu trennen gestattet, benötigen, während für hohe Frequenzen bereits zahlreiche andere Methoden vorliegen.

Zusammenfassung des zweiten Teiles

5. Für den Rechteckraum wird die wellentheoretische Rechnung auch für beliebige Wandwiderstände durchgeführt. Dabei findet auch der Grenzfall einer zu den gedämpften Wänden parallelen Ausbreitung zwischen zwei starren Wänden Behandlung. Wegen dieser als „Flatterecho" bekannten Möglichkeit ist der Rechteckraum für statistische Messungen ungeeignet. Die günstigere Wirkung schräger Flächen wird in streng wellentheoretischer Behandlung am Beispiel des rechtwinklig gleichschenkligen Dreiecks gezeigt.

6. Es wird ein neues Meßverfahren zur Bestimmung von Schluckgraden vorgeschlagen, bei welchem kleine rechteckige Räume zu ihren tiefsten Eigenschwingungen angeregt werden. Das Verfahren würde auch die bisher nicht gelungene Messung der Winkelabhängigkeit des Schluckgrades bei tiefen Frequenzen ermöglichen. (Eingegangen am 1. Juni 1937.)

[1]) Siehe z. B. RAYLEIGH, Theory of Sound II. Chapt. XIX, § 350, London 1896.

[2]) Die 90°-Fälle haben für die Messung keine Bedeutung. Da überdies bei diesen zur Meßwand parallelen Ausbreitungen die Dekremente kleiner sein dürften, sind in der Nähe dieser Stellen höhere Schluckexponenten meßbar, als $a'_{max} \cdot \cos\vartheta$ entspricht.

Dynamisches Verhalten von Schalldämmstoffen[1]

Von Heinz Böhme

Mit 28 Abbildungen

Einleitung

Verhalten von Schalldämmstoffen bei höheren Frequenzen

Zur Schwingungsdämpfung und Schalldämmung finden verschiedene Materialien wie Gummi, Kork, Holzfaserplatten und linoleumähnliche Materialien Verwendung, die sich durch geringen Elastizitätsmodul auszeichnen. Die daraus sich ergebende geringe Schallgeschwindigkeit in diesen Materialien ergibt im akustischen Frequenzgebiet und bei normalen Ausdehnungen die Ausbildung von stehenden Wellen. In vorliegender Arbeit wird untersucht, in welchem Maße das mechanische Verhalten dieser elastischen Körper durch die bekannten Gesetze der elektrischen Leitungstheorie dargestellt werden kann. Für verschiedene Materialien werden aus Messungen die charakteristischen Leitungskonstanten bestimmt und deren Bedeutung für die Eignung zur Schwingungsdämpfung und Schalldämmung bei stationärem und nichtstationärem Schwingungszustand des elastischen Elementes untersucht.

1. Das Meßgerät

Die Untersuchungen wurden mit einem besonders entwickelten Gerät zur Messung mechanischer Scheinwiderstände ausgeführt, das aus einem elektrodynamischen System und einem Kondensatormikrophon besteht.

In dem elektrodynamischen System, ähnlich einem Lautsprechersystem (Abb. 1), wird auf die Schwingspule und die damit verbundenen, zu messenden Widerstände eine Wechselkraft $\mathfrak{p}$ ausgeübt, die proportional dem Schwingspulenstrom $\mathfrak{J}$ ist.

Die erzeugten Amplituden werden mit einem direkt an die Schwingspule angebauten Kondensatormikrophon in der Hochfrequenzschaltung nach RIEGGER (Gesamtschaltbild Abb. 3) gemessen, wobei jedoch abweichend von der normalen Schaltung die der Amplitude pro-

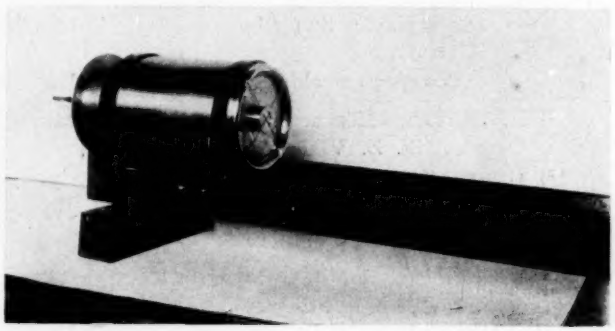


Abb. 1. Elektromagnet mit Schwingspule

portionale Meßgröße nicht die Ausgangsspannung, sondern der Kurzschlußstrom $\mathfrak{J}_K$ des verwendeten Gleichrichterrohres ist. Der Kurzschlußstrom erzeugt in einem LARSENschen Kompensator R_{komp} Spannungen, die gegen den Spannungsabfall eines Festwiderstandes $\mathfrak{R}_0$ im Schwingspulenkreis kompensiert werden. Die in Abb. 2 angegebene Anordnung hat den Vorteil, die mechanischen Widerstände direkt proportional den elektrischen Widerstandswerten des Kompensators zu ergeben und damit eine Beurteilung des Ganges der Meßwerte während der Messung selbst zu ermöglichen, was bei einer einfacheren Anordnung erschwert ist, da dann im allgemeinen der mechanische Widerstand über eine Inversion berechnet werden muß

[1] Von der Technischen Hochschule Dresden zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.

$\left(\mathfrak{r}_{mech} = \frac{\text{const}}{\mathfrak{R}_{El}}\right)$[1)][2)]. Als mechanischer Widerstand $\mathfrak{r}$ ist hierbei die Summe aus Eigenwiderstand $\mathfrak{r}_0$ der Schwingspule und zu messendem Widerstand $\mathfrak{r}_x$ des angepreßten Probekörpers bezeichnet.

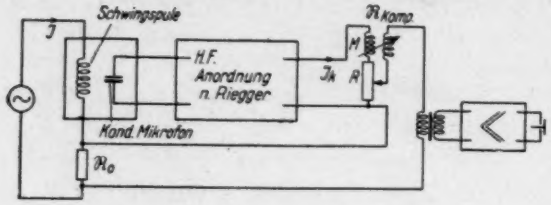


Abb. 2. Prinzipschaltung

$$\mathfrak{J}_K = K \cdot a = K \cdot \frac{p}{j\omega\mathfrak{r}} = K' \cdot \frac{\mathfrak{J}}{j\omega\mathfrak{r}}$$

$$\mathfrak{J}_K \cdot \mathfrak{R}_{komp} = \mathfrak{J} \cdot \mathfrak{R}_0$$

$$\mathfrak{r} = \frac{K}{j\omega\mathfrak{R}_0} \cdot \mathfrak{R}_{komp}$$

a = Amplitude,
$v = j\omega a$ = Schnelle,
p = Kraft,
$\mathfrak{r} = p/v$ = mechanischer Widerstand

Je nach der Wahl des Festwiderstandes kann man bequem den Meßbereich des Gerätes bei festen Werten des Kompensators verändern, außerdem ergeben Kapazitäten $\mathfrak{R}_0 = \frac{1}{j\omega C_0}$ eine Korrektur des ω-Ganges. Bei vorliegenden Messungen wurde mit Ohmschen Festwiderständen gearbeitet, da dann gerade die häufige Steifemessung sehr einfach wird.

Die Forderung, den Kurzschlußstrom des Gleichrichters zu verwirklichen, muß möglichst genau erfüllt werden, wenn Winkelfehler des Gerätes vermieden werden sollen. Aus dem Ersatzbild Abb. 4 ergibt sich die erzeugte Spannung:

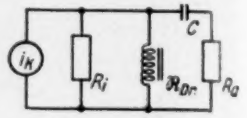


Abb. 4. NF-Ersatzbild des Gleichrichterrohres

$$u = i_K \cdot \frac{R_i}{R_i + R_a} \cdot \frac{\mathfrak{R}_{Dr}}{\mathfrak{R}_{Dr} + R_a} \cdot R_a \qquad \frac{1}{\omega C} \ll R_a,$$

wobei der erste Faktor den Kurzschlußfehler

[1)] E. Meyer, Körperschallmessung in Raum- und Bauakustik. Z. VDI, 32 (1934), S. 957.

[2)] Nukiyama und Matsudaira. Electrodynamical Vibrometer. J. Instn. electr. Engr. Japan May 1927.

Gesamtschaltbild der Anordnung zur Messung mech. Scheinwiderstände

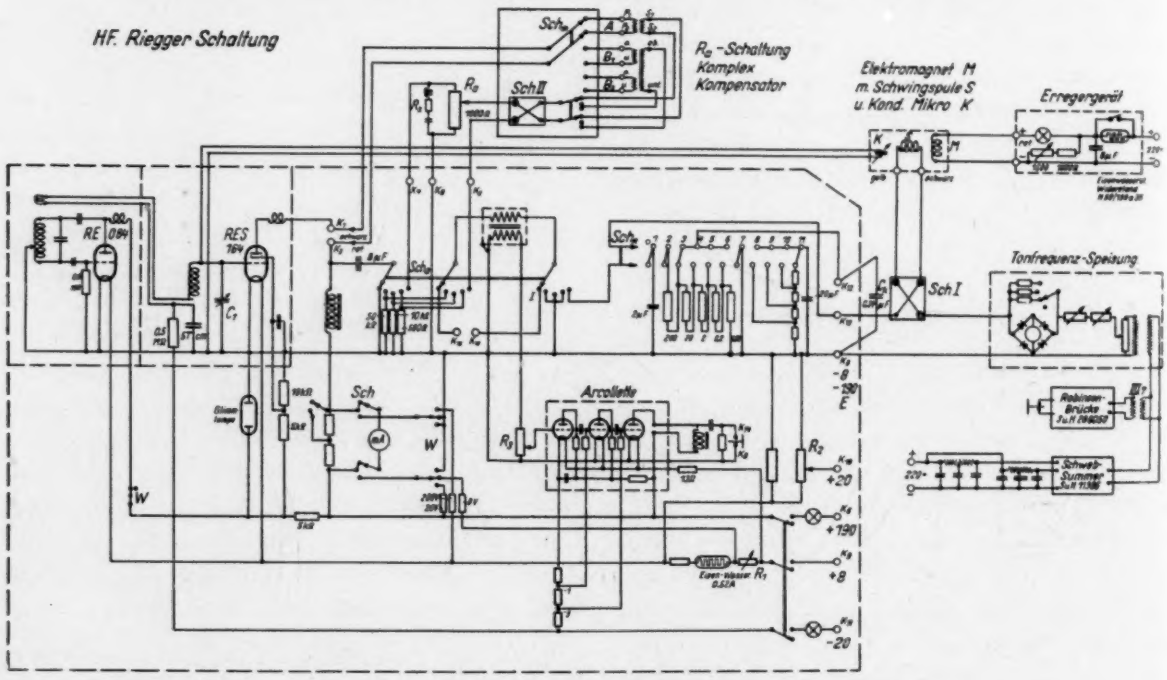
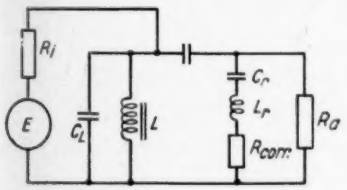


Abb. 3. Gesamtschaltbild

und der zweite den Drosselfehler darstellt. Der Betragsfehler ist dabei ohne Bedeutung; für die Meßanordnung kritisch ist nur der Winkelfehler, da dieser sich z. B. zu dem im allgemeinen kleinen Fehlwinkel einer Elastizität addiert, was erhebliche Fehler in der Auswertung des Verlustanteils des elastischen Widerstandes bedeutet.

Um den Kurzschlußfehler klein zu halten, wurde ein Schirmgitterrohr mit $R_i = 70$ kOhm benutzt und R_a kleiner als 1000 Ohm gehalten. Die Drossel hatte 175 Hy. Da trotzdem die Winkelfehler bei einigen Messungen an Stimmgabeln und Stäben noch störten, wurde eine Kompensation des Winkelfehlers nach folgender Anordnung (Abb. 5) vorgenommen, die sich gut bewährte. Die Werte der Kompensationswiderstände sind unter der Voraussetzung $R < \omega L$ und $R < \frac{1}{\omega C}$.

Bei der Messung wird die Summe von zu messendem Widerstand und Eigenwiderstand der Spule erfaßt: der unbekannte Widerstand

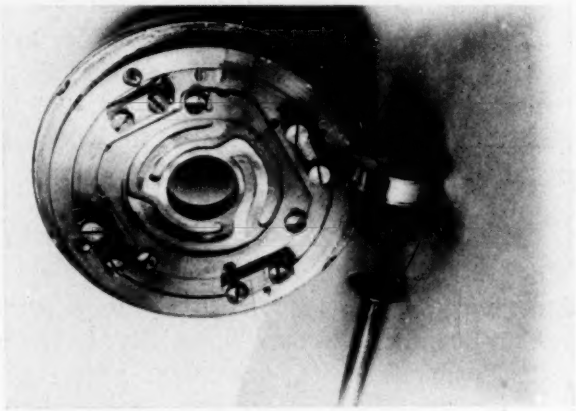


$$L_r = C_L \cdot R_{korr}^2,$$
$$C_r = L_{Dr} \cdot \frac{1}{R_{korr}^2},$$
$C_L = 250$ cm,
$L = 175$ Hy,
$R_{korr} = 9000$ Ohm

Abb. 5. Schaltung zur Korrektur des Winkelfehlers

ist durch Verminderung des Meßergebnisses um den einmal genau bestimmten Eigenwiderstand zu bestimmen. Um diese Umrechnung zu vereinfachen und den Meßbereich groß zu halten, wurde der Eigenwiderstand möglichst klein und von einfacher Frequenzabhängigkeit angestrebt.

Der Spulenträger mit einem Flansch zum Anpressen der unbekannten Widerstände (Abb. 6) konnte durch Ausführung in Elektron ($s = 1{,}7$ g/cm³) so leicht gehalten werden, daß mit der Kupferwicklung die Gesamtmasse nur 1,8 g betrug. Die Schwingspule wurde in zwei gekreuzten, stark gespannten Stahlsaiten von 0,26 mm ⌀ aufgehängt, wodurch eine Steife $s_0 = 2{,}76 \cdot 10^6$ dyn/cm und damit eine Eigenfrequenz von 196 Hz erreicht wurde. Der Wirkanteil des mechanischen Widerstandes $r_0 = 270 \frac{\text{dyn/sec}}{\text{cm}}$ war so gering, daß er bei der Korrektur der Meßwerte vernachlässigt werden konnte. Die Messungen ergaben, daß das so gebaute System bis zu 3000 Hz oberhalb der Resonanz einen einfachen Massenwiderstand



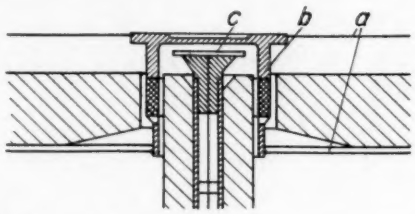


Abb. 6. Deckel des Topfmagneten mit Schwingspule a) Halterung der Schwingspule; b) Schwingspule mit Anpreßflansch; c) Innere Elektrode des Kondensatormikrophons

$j \omega m_0$ darstellte, während bei einer versuchsweise eingebauten Metallspinne zur Parallelführung (Abb. 6) starke Störungen im Widerstandsgang wegen Flatterns der Spinne eintraten.

Die Rückseite des Anpreßflansches dient als Beleg des Kondensatormikrophons, der andere Beleg ist mit seiner Zuführung durch die Mitte des Elektromagneten von der Rückseite mittels einer Feineinstellung so zu verschieben, daß nach dem Anpressen eines zu messenden Körpers stets wieder der gleiche Ruheabstand des Mikrophones von 0,3 mm eingestellt werden kann.

Der Nullabgleich wurde über einen dreifachen Meßverstärker abgehört, wodurch die Empfindlichkeit wesentlich gesteigert werden konnte.

Für sehr gute Abschirmung des Gerätes und der Kompensationswiderstände mußte gesorgt werden; die Gegeninduktivität wurde in Achterwicklung hergestellt, um durch äußere magnetische Felder nicht beeinflußt zu werden. Die Konstanz der Meßwerte wurde durch stabilisierte Anodenspannungen und Eisenwasserstoffwiderstände in den Heizleitungen und der Erregerleitung erreicht. Außerdem war eine Kontrolle des Arbeitspunktes der HF-RIEGGER-Schaltung während des Betriebes durch bequem umschaltbare, eingebaute Instrumente nötig.

Die Eichung des Gerätes erfolgte mit bekannten Massen, die an die Schwingspule angepreßt wurden. Dabei konnte außerdem aus der Veränderung des Wirkwiderstandes beim Anpressen verschiedener Massen der Winkelfehler des Gerätes bestimmt werden, der unter 1° lag. Die gesamte Eichung ließ sich dadurch mechanisch auf eine Massenbestimmung zurückführen, wozu noch eine Frequenzmessung und die Messung elektrischer Widerstände R und M kam. Die endgültige Berechnungsformel lautet:

$$(1) \qquad \frac{\mathfrak{r}}{\frac{\text{dyn sec}}{\text{cm}}} = K_1 \cdot \frac{M}{m\,H\,y} + j\,K_2 \cdot \frac{R}{f}\,\frac{\text{Hz}}{\Omega}\,.$$

Mit dem Gerät sind Wechseldrücke bis $2{,}5 \cdot 10^4$ dyn im Frequenzgebiet 100 bis 2400 Hz zu erzeugen. Die Amplitudenempfindlichkeit beträgt maximal 6 V/10^{-6} cm, so daß Widerstände bei 800 Hz bis zu etwa $10^6 \frac{\text{dyn sec}}{\text{cm}}$ gemessen werden können. Die untere Grenze des Meßbereiches wird angenähert durch den mechanischen Eigenwiderstand der Schwingspule dargestellt, der $+j\,9{,}2 \cdot 10^3 \frac{\text{dyn sec}}{\text{cm}}$ bei 800 Hz beträgt. Der verfügbare Meßbereich erweitert sich nach kleineren Frequenzen proportional $\left(\frac{2\pi \cdot 800}{\omega}\right)^2$, nach oben verengt er sich.

2. Theorie der einfachen mechanischen Leitung

Auswertungsmethode der Messungen

Während in einem elastischen Körper von konstantem Querschnitt bei genügend langsamer Beanspruchung jedes Längenelement gleichmäßig deformiert wird, die Dehnung und die übertragene Kraft daher überall konstant sind, ändern bei höheren Frequenzen die auftretenden Massenkräfte diese Verteilung. Die Massenkräfte sind an den Stellen größter Amplitude, also am Leitungsanfang, am größten und den elastischen Kräften entgegengesetzt.

Für ein Leitungselement der Länge dx ergibt sich die auftretende Massenkraft als Produkt aus Masse m_0 und Beschleunigung $\frac{dv}{dt}$

$$(2) \qquad \frac{\partial p}{\partial x} = -\,m_0 \frac{dv}{dt} \qquad \begin{matrix} m_0 = \text{Masse/cm}, \\ v = j\,\omega\,a \text{ Schnelle}. \end{matrix}$$

Die Dehnung ε erhält man aus der Änderung der Auslenkung für eine bestimmte Länge, die gegen Null verkleinert wird[1]) (Abb. 7).

$$\varepsilon = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{\Delta a}{\Delta x} = \frac{\partial a}{\partial x}\,.$$

Da bei der Dehnung ε außer einer rein elastischen Kraft konphas mit der Auslenkung noch

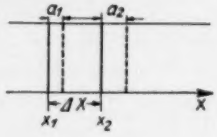


Abb. 7.

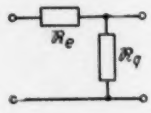


Abb. 8.

ein um 90° verschobener Kraftanteil aufgebracht werden muß, der durch Verluste bedingt ist, welche durch innere Reibung und Abklingen der Spannung infolge Nachwirkung entstehen, wird die Elastizität in komplexer Form dargestellt. Diese Form bedeutet, daß außer einer rein elastischen Kraft proportional der Auslenkung noch ein Kraftanteil auftritt, der gegenüber der Auslenkung um 90° verschoben mit der Schnelle konphas liegt, also ein Wirkdruck ist

$$(3) \qquad \mathfrak{p} = s_K \cdot \varepsilon = (s_0 + j\,w) \cdot \varepsilon \qquad \begin{matrix} s_K = (s_0 + j\,w) \\ \text{verlustbehaftete} \\ \text{Steife}, \\ s_0 = \text{Steife} \cdot \text{cm}. \end{matrix}$$

Die beiden aufgestellten Differentialgleichungen (2) und (3), die in ihrem Aufbau mit den Gleichungen (4) und (5) der einfachen elektrischen Leitung mit Längsinduktivität und Querkapazität (Abb. 8) übereinstimmen, lassen sich wie

[1]) LOTHAR CREMER, Vierpoldarstellung und Resonanzkurven bei schwingenden Stäben. Berichte der Preuß. Akademie der Wissenschaften. Phys. Math. Klasse 1934, I.

diese für periodische Veränderliche in Widerstandsform schreiben:

Mechan.	Elektr.
(4a) $\frac{\partial p}{\partial x} = -m_0 \frac{\partial v}{\partial t}$	(4b) $\frac{\partial u}{\partial x} = -L \frac{\partial i}{\partial t}$
(5a) $p = s_K \cdot \frac{\partial a}{\partial x}$	(5b) $u = \frac{1}{C} \frac{\partial q}{\partial x}$
$\Re_l = \mathfrak{r}_m = j\,\omega\, m$	$\Re_l = j\,\omega\, L$
$\Re_q = \mathfrak{r}_e = \frac{s_K}{j\,\omega}$	$\Re_q = \frac{1}{j\,\omega\, C}$.

Die Lösungen für die Sonderfälle Leerlauf und Kurzschluß lauten dann

$$\mathfrak{r}_{Leerl.} = \mathfrak{z}_0 \operatorname{\mathfrak{Ctg}} \gamma l\,, \tag{6}$$

$$\mathfrak{r}_{Kurz.} = \mathfrak{z}_0 \operatorname{\mathfrak{Tg}} \gamma l\,. \tag{7}$$

Hierbei ist $\mathfrak{z}_0$ der charakteristische Widerstand, das Verhältnis von Druck zu Schnelle bei einer in eine unendliche Leitung einlaufenden Welle und $\gamma = \beta + j\,\alpha$ das Fortpflanzungsmaß dieser einlaufenden Welle gemäß $p_x = p_0 \cdot e^{-\gamma x}$. Leerlauf bedeutet für die mechanische Leitung, daß am Ende die Schnelle zu Null wird, was praktisch durch Abschluß mit einem sehr starren Körper erreicht wird. Bei freiem Leitungsende herrscht Kurzschluß, da kein Druck am Ende auftreten kann. Kurzschlußmessungen wurden nur in einigen Fällen als Kontrollmessungen ausgeführt, da die einwandfreie Verbindung von Materialprobe und Meßgerät wegen des erforderlichen freien Leitungsendes nicht durch Anpressen, sondern nur durch eine formschlüssige Verbindung (Kleben, Klemmen) erreicht werden kann, und außerdem die Empfindlichkeit des Gerätes gegen Erschütterung bei größeren Massen der untersuchten Körper zu groß wird.

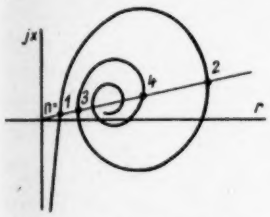


Abb. 9. Verlauf des Leerlaufwiderstandes

Da die Auswertung über die komplexen hyperbolischen Funktionen umständlich ist, wird im folgenden versucht, aus den Resonanzwerten die gewünschten Größen $\gamma = \beta + j\,\alpha$ und aus diesen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v und den elastischen Widerstand $\mathfrak{r}_e = \frac{s}{j\,\omega} + r\,(\omega)$ zu bestimmen. Im Leerlauf (Abb. 9) gilt

$$\mathfrak{r}_{Leerl.} = \mathfrak{z} \operatorname{\mathfrak{Ctg}} \gamma l\,.$$

Der $\operatorname{\mathfrak{Ctg}}$ wird reell, also $\mathfrak{r}$ und $\mathfrak{z}$ konphas für

$$\alpha l = n \frac{\pi}{2} \qquad n = 1, 2, 3, \ldots$$

$$\alpha = n \cdot \frac{\pi}{2\,l}\,.$$

Für $n = 1, 3, 5, \ldots$ (Widerstandsminima) ergibt sich:

$$\operatorname{\mathfrak{Ctg}}(\beta + j\,\alpha)\, l = \frac{1 - \operatorname{\mathfrak{Ctg}} \beta l \operatorname{ctg} \alpha l}{\operatorname{\mathfrak{Ctg}} \beta l - j \operatorname{ctg} \alpha l} = \frac{1}{\operatorname{\mathfrak{Ctg}} \beta l} = \operatorname{\mathfrak{Tg}} \beta l\,.$$

$$\mathfrak{r}_{L\,min} = \mathfrak{z} \operatorname{\mathfrak{Tg}} \beta l\,,$$

$$\beta = \frac{1}{l} \operatorname{\mathfrak{Ar}} \operatorname{\mathfrak{Tg}} \frac{|\mathfrak{r}_{L\,min}|}{|\mathfrak{z}|}\,. \tag{8}$$

Für $n = 2, 4, 6, \ldots$ (Widerstandsmaxima) erhält man durch Multiplikation obiger Zerlegungsformel mit $\operatorname{tg}(\alpha l)$

$$\operatorname{\mathfrak{Ctg}}(\beta + j\,\alpha)\, l = \frac{\operatorname{tg} \alpha l - j \operatorname{\mathfrak{Ctg}} \beta l}{\operatorname{tg} \alpha l \operatorname{\mathfrak{Ctg}} \beta l - j} = \operatorname{\mathfrak{Ctg}} \beta l = \frac{1}{\operatorname{\mathfrak{Tg}} \beta l}\,.$$

$$\mathfrak{r}_{L\,max} = \mathfrak{z} \cdot \frac{1}{\operatorname{\mathfrak{Tg}} \beta l}\,,$$

$$\beta = \frac{1}{l} \operatorname{\mathfrak{Ar}} \operatorname{\mathfrak{Tg}} \frac{|\mathfrak{z}|}{|\mathfrak{r}_{l\,max}|}\,. \tag{9}$$

Der Wert von $\mathfrak{z}$ kann aus den Leerlaufs- und Kurzschlußmessungen gemäß $\mathfrak{z} = \sqrt{\mathfrak{r}_l \cdot \mathfrak{r}_k}$ bestimmt werden. Es zeigt sich aber, daß $\mathfrak{z}$ hinreichend genau aus nur einem Diagramm entnommen werden kann, wenn man die geometrischen Mittelwerte aus $\mathfrak{r}_{min}$ und den zwei benachbarten Werten $\mathfrak{r}_{max}$ bildet.

Die Resonanzbedingung für α ist nichts anderes als die Forderung, daß die Leitung gerade in Vielfache von $\frac{\lambda}{4}$ unterteilt wird. n ist die Anzahl Viertelwellenlängen auf der Leitung.

$$n \cdot \frac{\lambda_r}{4} = l\,, \qquad \alpha_r = \frac{2\,\pi}{\lambda_r} = n \cdot \frac{\pi}{2\,l}\,. \tag{10}$$

Die Frequenzen f_r, bei denen diese Resonanzen auftreten, geben die Möglichkeit, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v zu bestimmen.

$$v = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{2\,\pi f \cdot 2\,l}{n \cdot \pi} = \frac{4\,l}{n} \cdot f_{res}\,. \tag{11}$$

Wie später gezeigt wird, ist der Winkel des Vektors $\mathfrak{z}$ aus dem Diagramm schwer genau zu

entnehmen; die Bestimmung des elastischen Widerstandes wurde deshalb mit Hilfe des durch Wägung genau bestimmbaren Massenwiderstandes ausgeführt:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\mathfrak{r}_m}{\mathfrak{r}_e}}, \qquad \mathfrak{r}_e = \frac{s_0}{j\omega} + r_0 = \frac{1}{\gamma^2}\cdot\mathfrak{r}_m,$$

$$(12) \qquad s_0 = \omega^2 m_0 \frac{\alpha^2-\beta^2}{(\alpha^2+\beta^2)^2} \cong m_0 v^2,$$

$$(13) \qquad r_0 = 2\omega m_0 \frac{\alpha\beta}{(\alpha^2+\beta^2)^2} \cong 2\frac{\beta}{\alpha}\frac{s_0}{\omega},$$

wobei die vereinfachten Formeln unter der Voraussetzung $\alpha^2 \gg \beta^2$ gelten, die in praktischen Fällen durchaus besteht.

Für den Vergleich der verschiedenen Materialien werden vorteilhaft als charakteristische Größen die auf die Volumeneinheit bezogenen Werte: Dichte ϱ, Elastizitätsmodul E und Wirkwiderstand $\bar{r}$ angegeben:

$$\frac{\varrho}{\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}} = \frac{\frac{m_0}{\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}}}}{\frac{F}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{\frac{m}{\mathrm{g}}}{\frac{F}{\mathrm{cm}^2}\cdot\frac{l}{\mathrm{cm}}},$$

$$\frac{E}{\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{\frac{s_0}{\mathrm{dyn}}}{\frac{F}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{\frac{s}{\mathrm{dyn/cm}}\cdot\frac{l}{\mathrm{cm}}}{\frac{F}{\mathrm{cm}^2}},$$

$$\frac{\bar{r}}{\frac{\mathrm{dyn\ sec}}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{\frac{r_0}{\frac{\mathrm{dyn\ sec}}{\mathrm{cm}}}}{\frac{F}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{\frac{r}{\frac{\mathrm{dyn\ sec/cm}}{\mathrm{cm}}}\cdot\frac{l}{\mathrm{cm}}}{\frac{F}{\mathrm{cm}^2}}.$$

m, s, r Werte des gesamten Probekörpers,
m_0, s_0, r_0 Werte für 1 cm Leitungslänge.

Unter Einführung der Materialkonstanten ϱ, E und $\bar{r}$ lauten die zur Auswertung benutzten Formeln:

$$(8a) \qquad \frac{\beta}{\frac{\mathrm{Neper}}{\mathrm{cm}}} = \frac{1}{\frac{l}{\mathrm{cm}}}\,\mathfrak{Ar}\,\mathfrak{Tg}\,\frac{|\mathfrak{z}|}{|\mathfrak{r}_{l\,max}|}$$

$$(9a) \text{ bzw. } \frac{\beta}{\frac{\mathrm{Neper}}{\mathrm{cm}}} = \frac{1}{\frac{l}{\mathrm{cm}}}\,\mathfrak{Ar}\,\mathfrak{Tg}\,\frac{|\mathfrak{r}_{l\,min}|}{|\mathfrak{z}|},$$

$$(10a) \qquad \frac{\alpha}{\frac{\mathrm{Neper}}{\mathrm{cm}}} = n\cdot\frac{\pi}{2}\cdot\frac{1}{\frac{l}{\mathrm{cm}}},$$

$$(11a) \qquad \frac{v}{\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{sec}}} = \frac{4}{n}\cdot\frac{l}{\mathrm{cm}}\cdot\frac{f_{res}}{\mathrm{Hz}},$$

$$(12a) \qquad \frac{E}{\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{\varrho}{\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}}\cdot\frac{v^2}{\left(\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{sec}}\right)^2},$$

$$(13a) \qquad \frac{r}{\frac{\mathrm{dyn\ sec}}{\mathrm{cm}}} = 2\frac{\beta}{\alpha}\cdot\frac{E}{\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm}^2}}\cdot\frac{\mathrm{Hz}}{2\pi f},$$

$$(14) \qquad \eta = \frac{\text{Wirkwiderstand}}{\text{Blindwiderstand}} = \frac{\bar{r}}{E/\omega} = 2\frac{\beta}{\alpha}.$$

Solange im Gebiet tiefer Frequenzen für kurze Materialproben noch keine stehenden Wellen auftreten, können die Materialkonstanten direkt aus den gemessenen Widerstandswerten bestimmt werden:

$$\frac{E}{\frac{\mathrm{dyn}}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{2\pi f}{\mathrm{Hz}}\cdot\frac{x}{\frac{\mathrm{dyn\ sec}}{\mathrm{cm}}}\cdot\frac{l/\mathrm{cm}}{F/\mathrm{cm}^2},$$

$$\frac{\bar{r}}{\frac{\mathrm{dyn\ sec}}{\mathrm{cm}^2}} = \frac{r}{\frac{\mathrm{dyn\ sec}}{\mathrm{cm}}}\cdot\frac{l/\mathrm{cm}}{F/\mathrm{cm}^2}.$$

l = Länge der Probe,
F = Querschnitt der Probe.

Zur schnellen Beurteilung der Meßdiagramme ist es günstig, in umgekehrter Weise aus festvorgegebenen Leitungsbausteinen den Verlauf von $\mathfrak{z}$ und γ zu bestimmen.

Leitungsbausteine:

$$\mathfrak{r}_m = j\omega m,$$

$$\mathfrak{r}_e = \frac{s}{j\omega} + r = \frac{s}{j\omega}\left(1 + \mathrm{i}\frac{s/\omega}{j}\right) = \frac{s}{j\omega}(1 + j\eta)$$

$$\eta = \frac{s/\omega}{r} = \frac{\text{Wirkwiderstand}}{\text{Blindwiderstand}}.$$

a) *Wellenwiderstand* $\mathfrak{z}$.

$$\mathfrak{z} = \sqrt{\mathfrak{r}_m\cdot\mathfrak{r}_e} = \sqrt{\frac{j\omega m\cdot s}{j\omega}(1+j\eta)} = \mathfrak{z}_0\sqrt{1+j\eta}$$
$$(\mathfrak{z}_0 = \sqrt{m\,s}).$$

Der Vektor $\sqrt{1+j\eta}$ wurde für verschiedene Werte η in Abb. 10 dargestellt.

Für $r = \mathrm{const}$ wächst η proportional mit ω an, der Vektor wandert gemäß der gezeichneten Kurve aus der reellen Lage heraus, während für $r = \frac{w}{\omega}$ der Wert η und damit der Fehlwinkel von $\mathfrak{z}$ konstant bleiben. Für kleine Werte $\eta < 0{,}2$ genügt die Annäherung $\mathfrak{z} = \mathfrak{z}_0\sqrt{1+j\eta} \approx \mathfrak{z}_0(1 + j\eta/2)$, die das Abwan-

den des Vektors $\mathfrak{z}$ auf der senkrecht zu $\mathfrak{z}_0$ gelegenen Geraden bedeutet.

b) *Dämpfungsmaß* γ.

$$\gamma = \sqrt{\frac{\mathfrak{r}_m}{\mathfrak{r}_e}} = \sqrt{\frac{j\omega m \cdot j\omega}{s(1+j\eta)}} = \frac{j\alpha_0}{\sqrt{1+j\eta}} \qquad \alpha_0 = \omega\sqrt{\frac{m}{s}}.$$

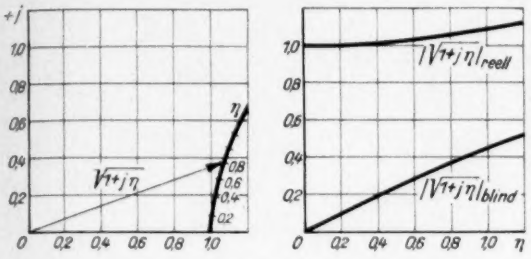


Abb. 10. Verlauf des Wellenwiderstandes

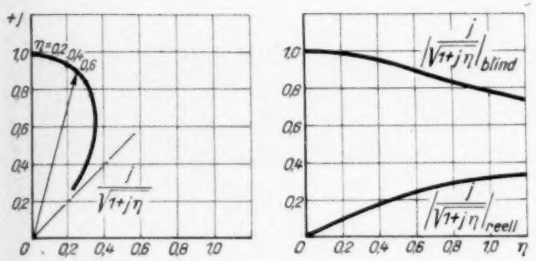


Abb. 11. Verlauf des Übertragungsmaßes

Die Komponenten des in Abb. 11 dargestellten Vektors $\mathfrak{k} = \frac{j}{\sqrt{1+j\eta}}$ ergeben den Verlauf von Phasenmaß α und Dämpfungsmaß β.

$$\beta = \alpha_0 \cdot \mathfrak{k}_w = \omega\sqrt{\frac{m}{s}} \cdot \mathfrak{k}_w,$$

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \mathfrak{k}_{bl} = \omega\sqrt{\frac{m}{s}} \cdot \mathfrak{k}_{bl}.$$

Durch das Phasenmaß α ist auch der Gang der Fortpflanzungsgeschwindigkeit bei verschiedenen Werten von η bestimmt.

$$v = \frac{\omega}{\alpha} = v_0 \cdot \frac{1}{\mathfrak{k}_{bl}}, \qquad v_0 = \sqrt{\frac{s}{m}}.$$

Für $r = \text{const}$ steigt η und damit $\mathfrak{k}_w$ proportional mit ω an, das Dämpfungsmaß wächst also proportional ω^2. Für $r = \frac{w}{\omega}$ wird η und $\mathfrak{k}_w$ konstant, β wächst proportional ω.

Der Übergang vom räumlich stationären in den nichtstationären Schwingungszustand der Leitung ist dadurch gekennzeichnet, daß die Massenkräfte merklich wirksam werden. Da sie den elastischen Kräften entgegengerichtet sind, werden diese geschwächt: Nach außen tritt eine scheinbare Verringerung der Steife s ein. Das Gesetz der Abnahme der wirksamen Steife s', das für die dämpfungsfreie Leitung sehr einfach aufgestellt werden kann, gilt nahezu auch für die praktischen Fälle geringer Dämpfung.

$$\mathfrak{r} = -j\,\mathfrak{z}\,\mathrm{ctg}\,\alpha l = -j\frac{s'}{\omega},$$

$$s' = \frac{\omega\,\mathfrak{z}}{\mathrm{tg}\,\alpha l},$$

$$\omega\,\mathfrak{z} = \frac{s_0}{l} \cdot \frac{\omega \cdot \pi}{\omega_0\, 2}, \qquad \alpha l = \frac{\omega}{\omega_0}\frac{\pi}{2},$$

$$s' = \frac{s}{l} \cdot \frac{\frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{\pi}{2}}{\mathrm{tg}\,\frac{\omega}{\omega_0} \cdot \frac{\pi}{2}}, \qquad \mathfrak{z} = \sqrt{m\,s} \qquad \omega_0 = \frac{\pi}{2l}\sqrt{\frac{s}{m}}.$$

Die in Abb. 12 dargestellte Funktion $\frac{\varepsilon}{\mathrm{tg}\,\varepsilon}$ hat cosinusähnlichen Verlauf. Der Abfall vom Wert 1 verläuft nur langsamer.

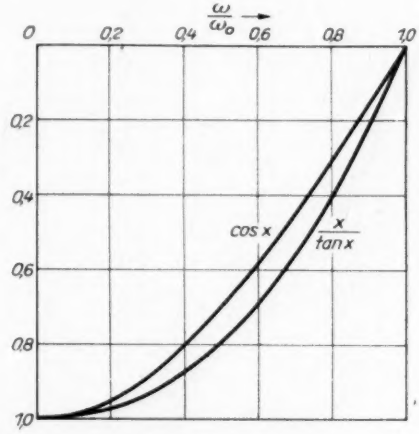


Abb. 12. Scheinbare Abnahme der wirksamen Steife

3. Messungen

Zur Nachprüfung der Vorstellungen über das Verhalten der elastischen Stoffe und zur Bestimmung der Materialkonstanten wurden an Stoffen verschiedener Steife und verschiedener geometrischer Form Messungen ausgeführt.

Die meisten Untersuchungen betreffen Gummi verschiedener Härte in Platten- und Zylinderform.

Im Verlaufe der Messungen ergab sich, daß die Verbindung des zu messenden Körpers mit der Schwingspule sehr innig sein muß, wenn willkürliche und nicht wiederholbare Einflüsse infolge ungenügender Anpressung, wie sie sich bei den anfänglichen Messungen sehr störend bemerkbar gemacht hatten, sicher vermieden werden sollen. Da der Flansch der Schwingspule eine definierte Anpreßfläche nicht darstellte, wurde ein leichter, genau eben gedrehter Teller aus Elektron an die Schwingspule angeschraubt. Als Widerlager diente bei der Leerlaufsmessung die gedrehte Fläche eines Bleiklotzes; zur Kurzschlußmessung wurden die Proben mit einem Ende an den horizontalen Teller der Schwingspule geklebt, das andere Ende konnte frei schwingen. Messungen an einer Gummiprobe bei verschieden starker Anpressung sind in Abb. 13 dargestellt. Bei ungenügender Anpressung liegt der Körper nicht mit dem vollen Querschnitt an den Endflächen an, so daß infolge des verringerten Querschnitts und der Möglichkeit für das Material, in die gebildeten Höhlungen auszuweichen, in der Anpreßzone eine geringere Steifigkeit vorhanden ist. Durch diese weichere Federung an den Enden liegen die Resonanzfrequenzen tiefer, als sie sich bei voller Wirksamkeit des gesamten Querschnitts ergeben.

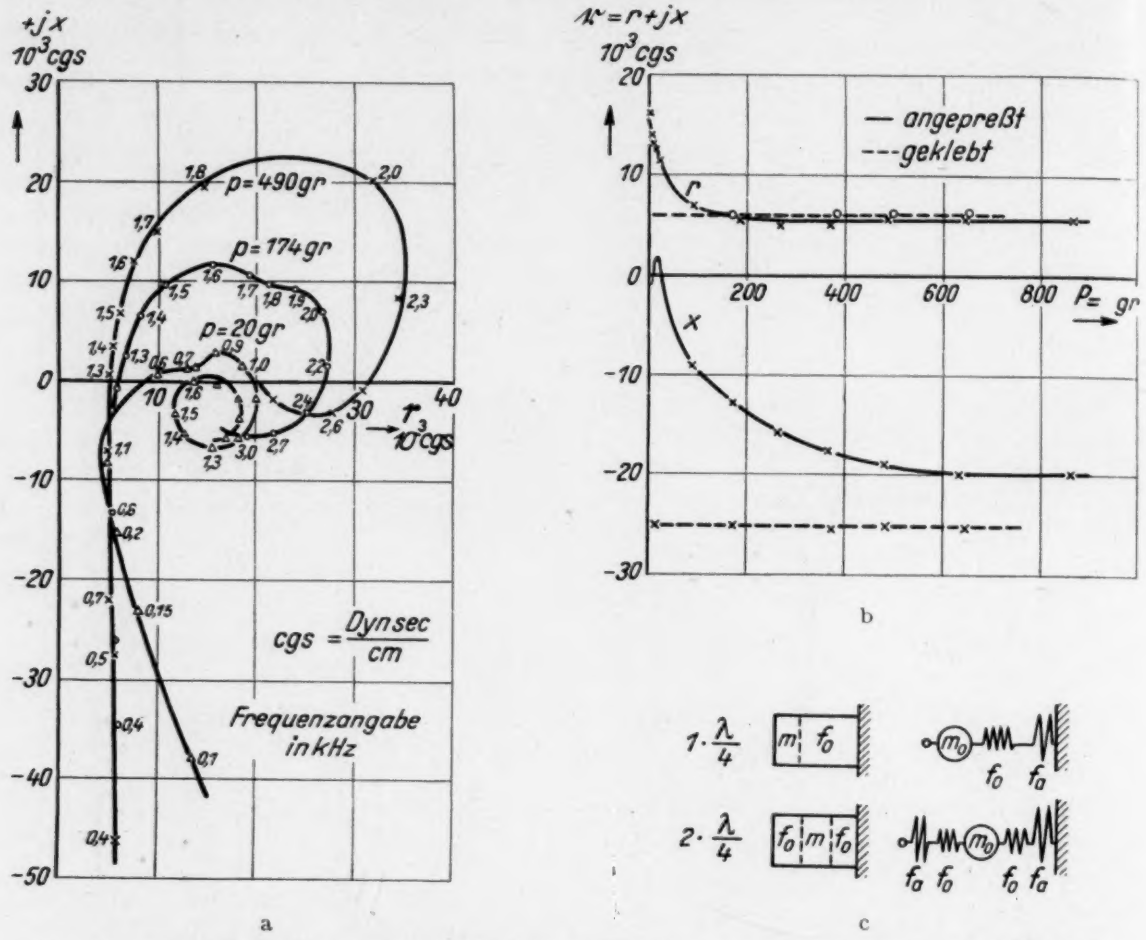


Abb. 13. Gummi, Material B 22 ⌀ × 10 bei veränderlichem Anpreßdruck a) f = 800 Hz = const.; b) Ortsvektor für drei Werte des Anpreßdrucks; c) Einfluß der Anpreßfederung

Das Wandern des Materials in die bei ungenügender Anpressung gebildeten Hohlräume ist mit Reibungsverlust verbunden. In Abb. 13a steigt der Wirkwiderstand um so mehr, je weniger gut das Material angepreßt ist, in Abb. 13b

wird die ausgeprägte Resonanz mit Verringerung der Anpressung unschärfer. Die gewählte Meßfrequenz $f = 800$ Hz ergibt gerade einen solchen Einfluß, daß der bei großer Pressung gemessene elastische Widerstand mit verringer-

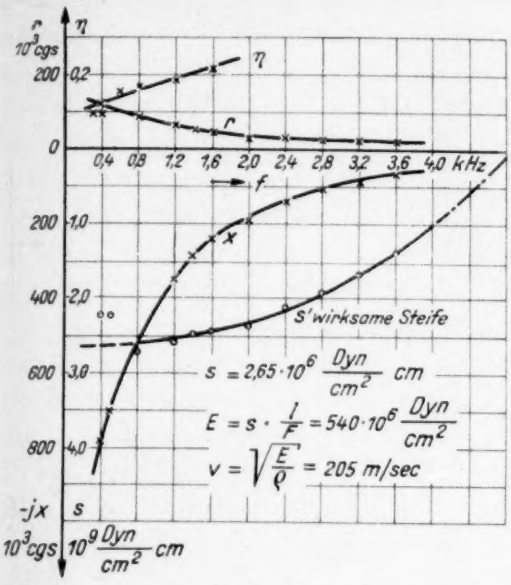


Abb. 14. Gummi, Material A ($H = 14$) 25 ⌀ ($\varrho = 1{,}28$) bei verschiedenen Längen
a) Leerlauf $l = 10$ mm

tem Druck so weit absinkt, daß eine Resonanz zwischen der Probemasse und der Anpreßfederung eintritt und der Blindwiderstand ins Positive wechselt. Der stetige Verlauf der Widerstandskurve wird dabei nur erreicht, wenn die Änderung des Anpreßdruckes ohne Verschiebung der Probe erfolgt; Abheben und neu Anpressen ergibt andere, streuende Meßwerte.

Eine Änderung der reinen Materialeigenschaften mit Veränderung des Anpreßdruckes ist nicht vorhanden, wie aus den in Abb. 13a eingezeichneten Werten für die gleiche an beiden Seiten angeklebte Probe sich ergibt.

Da auch Versuche mit einer Flüssigkeitsschicht zwischen Gummi und Anpreßteller keine sauber reproduzierbaren Ergebnisse lieferten, wurde in den folgenden Messungen meist die Klebverbindung (Rudol) benutzt, da sie einwandfreien mechanischen Kontakt ergibt und Gleiten an der Preßfläche sicher verhindert. Die Ergebnisse der Messungen an Gummizylindern von 25 mm ⌀ und verschiedener Länge sind in Abb. 14 bis 16 dargestellt.

Zur Kennzeichnung der Härte der untersuchten Probe dient die Eindrucktiefe H (10^{-2} mm), die eine Kugel von 10 mm ⌀ unter 1 kg Belastung in einer Probe von 6 mm Stärke bei 1 Min. Belastungsdauer ergibt.

a) *Messungen an hartem Gummi* (H 13 und 15)

Während bei der Länge $l = 10$ mm (Abb. 14a) noch nahezu stationäre Verteilung vorhanden ist, treten in den längeren Proben (Abb. 14b und c) stehende Wellen auf.

Die aus Leerlauf und Kurzschlußversuch Abb. 14b bestimmten Werte der Schallgeschwindigkeit $v = 192$ m/sec und des Elastizitätsmoduls $E = 470 \cdot 10^6 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$ werden ungefähr auch bei Extrapolation der Steifekurve für 10 mm Probenlänge erhalten.

In Abb. 14c sind Leerlauf- und Kurzschlußdiagramm eines etwas weicheren Materials ($H = 15$) von 200 mm Länge dargestellt. Aus beiden Messungen ergeben sich die Schallge-

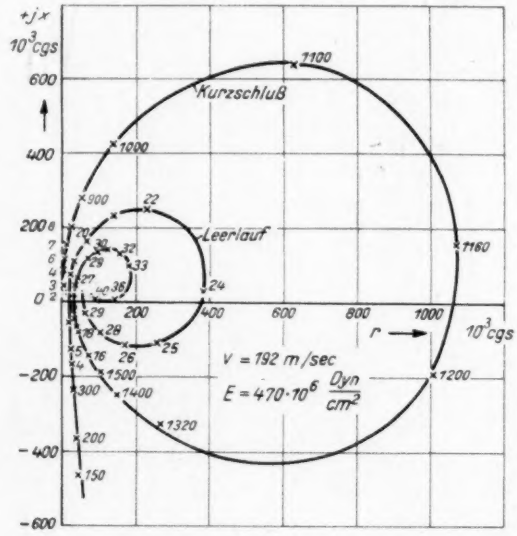


Abb. 14b. Leerlauf $l = 40$ mm

schwindigkeit $v = 152$ m/sec und bei einer Dichte $\varrho = 1{,}28$ g/cm³ der Elastizitätsmodul

$$E = \varrho\, v^2 = 294 \cdot 10^6 \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}.$$

Berechnet man den charakteristischen Wider-

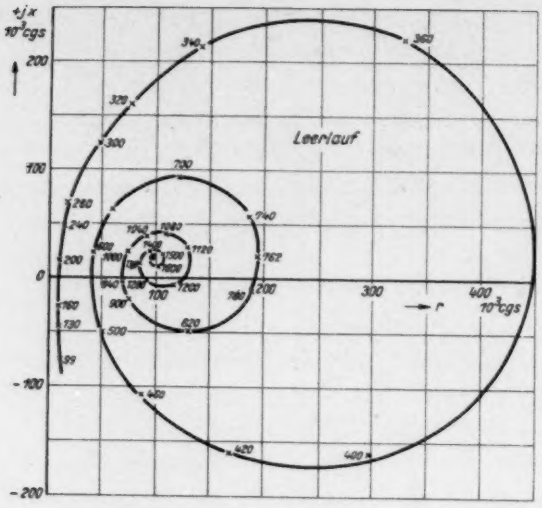


Abb. 14 c. Leerlauf $l = 200$ mm

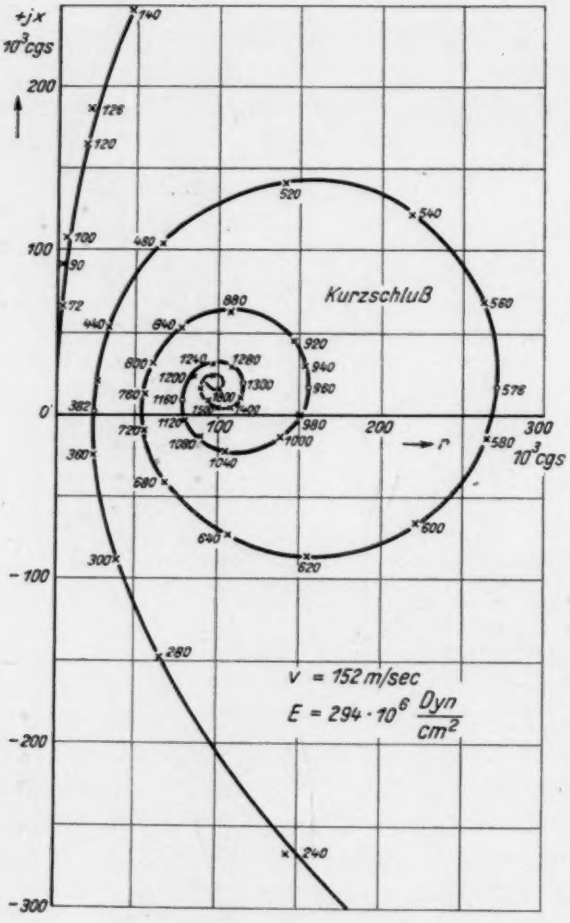


Abb. 14 d. Kurzschluß $l = 200$ mm

stand $\mathfrak{z} = F\sqrt{E \cdot \varrho}$ aus diesen Werten, so ergibt sich mit $102 \cdot 10^3 \frac{\text{dyn sec}}{\text{cm}}$ gute Übereinstimmung mit dem Wert $\mathfrak{z}' = 98 \cdot 10^3 \frac{\text{dyn sec}}{\text{cm}}$, dem der Eingangswiderstand mit wachsender Frequenz zustrebt. Der Fehlwinkel η der Elastizität steigt von einem Festwert nicht ganz proportional mit ω an, so daß für den Wirkanteil des elastischen Widerstandes weder die Formulierung $r = \frac{w}{\omega}$ ($\eta = \text{const}$) noch $r = \text{const}$ ($\eta = c \cdot \omega$) genau gilt.

b) *Weichere Gummisorten* (Material B und C).

Die beiden Materialien B ($H = 28$) und C ($H = 33$) haben wegen des geringeren Elastizitätsmoduls geringere Schallgeschwindigkeit, so daß stehende Wellen bereits bei niedrigeren Frequenzen bzw. kleineren Materiallängen auftreten.

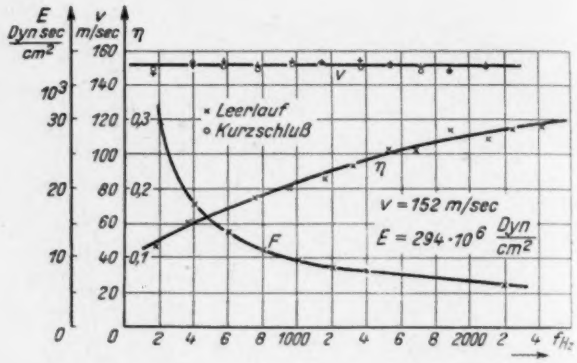


Abb. 14 e. Aus c und d berechnete Werte

In Abb. 15a zeigt z. B. der Verlauf des Kurzschlußwiderstandes einer 10 mm langen Probe, die frei auf die Schwingspule aufgeklebt wurde, bei tiefen Frequenzen den normalen Anstieg proportional der Frequenz als reiner Massenwiderstand, während bereits bei 1250 Hz die erste Resonanz in einer Viertelwellenlänge erreicht ist. Außerdem treten bei diesen weichen Gummisorten einige Besonderheiten auf, die durch das elastische Verhalten des Gummis bedingt sind.

Die Elastizität eines Körpers ist durch seine Volumenkompressibilität und sein Verformungsvermögen bestimmt. Beim Gummi ist die Möglichkeit, das Volumen zu ändern, sehr gering,

so daß die wirksame Elastizität fast nur auf einer Materialverformung beruht. Eine Längsdehnung eines Gummikörpers ist daher mit einer solchen Querkontraktion verbunden, daß das Volumen etwa konstant bleibt. (Poissonkonstante $\mu = \frac{\text{Querkontrakt.}}{\text{Längsdehnung}} \cong \frac{1}{2}$). Hat Gummi keine Möglichkeit, sich quer auszudehnen, so steigt seine Steife wesentlich an. Bei einer Probe von 10 mm Länge und 26 mm Durchmesser wurde der 9,6fache Wert der normalen Steife gemessen, wenn durch Einbettung in Blei die Querdehnung unterbunden wurde.

Aus dem Anstieg der Steife errechnet sich nachfolgend die Poissonkonstante μ zu 0,48. Der wirkliche Wert liegt wahrscheinlich noch höher, da es schwierig ist, den Gummi allseitig zum Anliegen zu bringen.

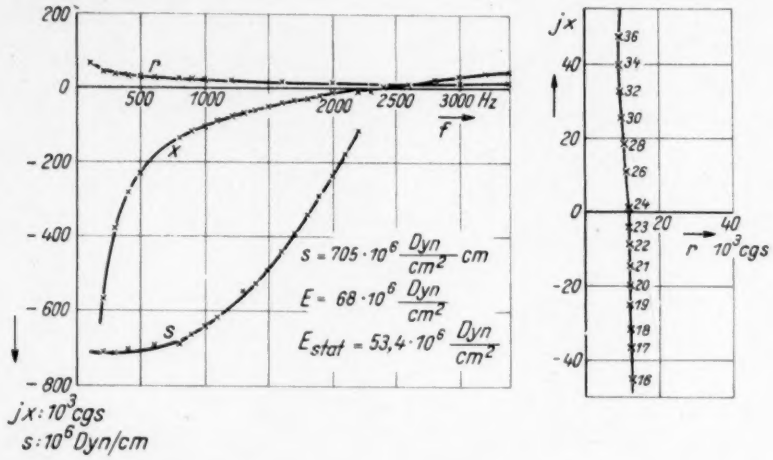


Abb. 15. Gummi, Material C ($H = 33$) 25 ⌀ ($\varrho = 1{,}08$) bei verschiedenen Längen, a) Leerlauf $l = 5$ mm

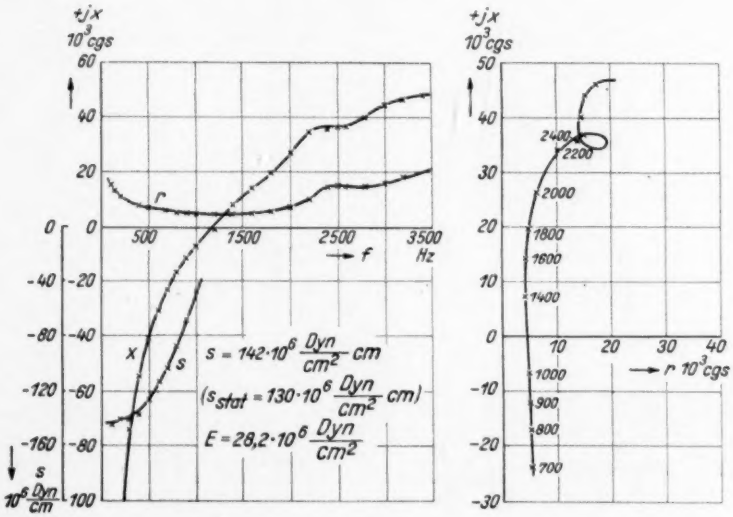


Abb 15 b. Leerlauf $l = 10$ mm

α) mit freier Querdehnung:

$$\varepsilon_{1\alpha} = \frac{p_1}{E} \quad \left(\frac{p_1}{\varepsilon_1}\right)_\alpha = E \quad m = \frac{1}{\mu} = \frac{\text{Längsdehnung}}{\text{Querkontrakt.}}.$$

β) mit unterbundener Querdehnung:

Seitliche Kraft: $p_q = \frac{1}{(m-1)} p_1$, damit $\varepsilon_q = 0$,

$$\varepsilon_{1\beta} = \frac{p_1}{E} - \frac{2}{m} \cdot \frac{1}{(m-1)} \cdot \frac{p_1}{E}$$

$$\left(\frac{p_1}{\varepsilon_1}\right)_\beta = E \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{2}{m\,(m-1)}\right)},$$

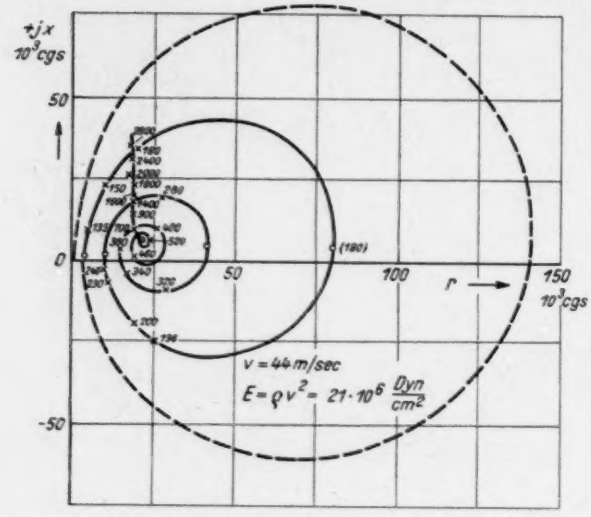
daraus $m = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2}{1-b}} = \frac{1}{0{,}484}$,

wenn $b = \frac{s_\alpha}{s_\beta} = \frac{(p_1/\varepsilon_1)_\alpha}{(p_1/\varepsilon_1)_\beta} = \frac{1}{9{,}6}$.

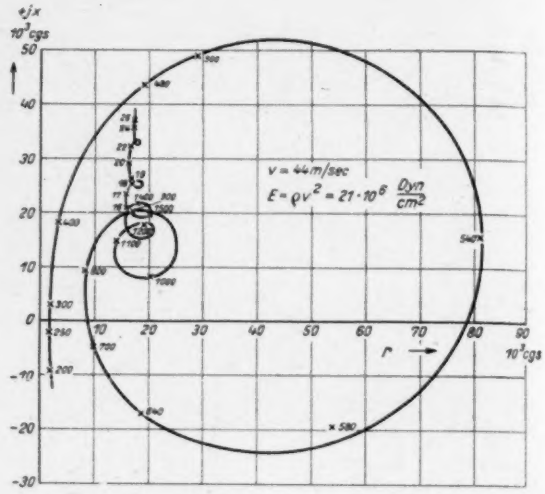
Bestimmung der reinen Materialkonstanten aus kurzen Proben schwierig wird.

In Abb. 16 wurden für die Proben des gleichen Materials C bei den Längen $l_a = 5$ mm, $l_b = 10$ mm, $l_c = 40$ mm und $l_d = 200$ mm die Werte $E_a = 68$, $E_b = 28{,}2$ und $E_c = E_d = 21{,}0 \cdot 10^6$ dyn/cm² bestimmt.

Da die geklebte, an der Querdehnung ge-



c



d

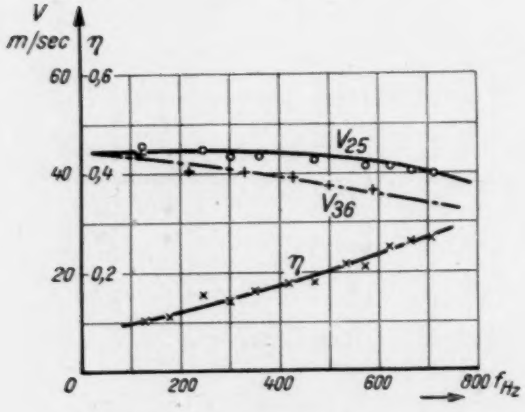


Abb. 15 c. Leerlauf $l = 40$ mm

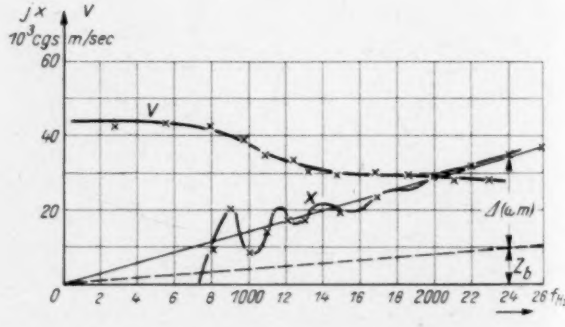


Abb. 15 d Kurzschluß $l = 200$ mm

Die Beeinflussung der wirksamen Elastizität bei unterbundener Querdehnung macht sich an den Klebstellen der untersuchten Proben bemerkbar, um so stärker, je kürzer die Probe ist. Der Elastizitätsmodul des gleichen Materials ist dann nicht konstant, sondern steigt mit geringerer Länge scheinbar an, so daß die

hinderte Schicht eine Masse darstellt, die dem Eingangswiderstand der homogenen Leitung vorgeschaltet ist, ergibt sich der merkwürdige Kurvenverlauf, bei dem der Mittelpunkt der Spirale infolge des Widerstandes des Massenpfropfens mit wachsender Frequenz nach oben verschoben wird. Die Größe des zusätzlichen

Massenwiderstandes ergibt sich, wenn der gemessene Widerstand um den Blindanteil von $\mathfrak{z}$ vermindert wird. In Abb. 15c ist die positive Blindkomponente z_p von $\mathfrak{z}$, die den gleichen

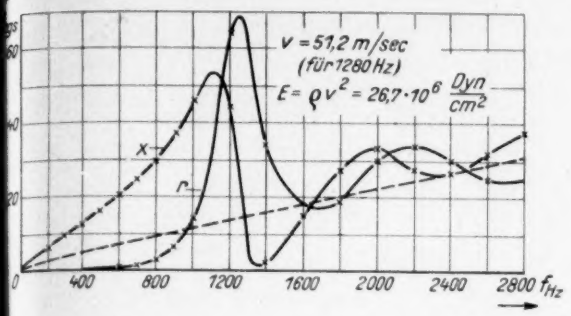


Abb. 16. Kurzschlußmessung an Gummi, Material B ($H = 28$, $\varrho = 1{,}02$).
a) $l = 10$ mm

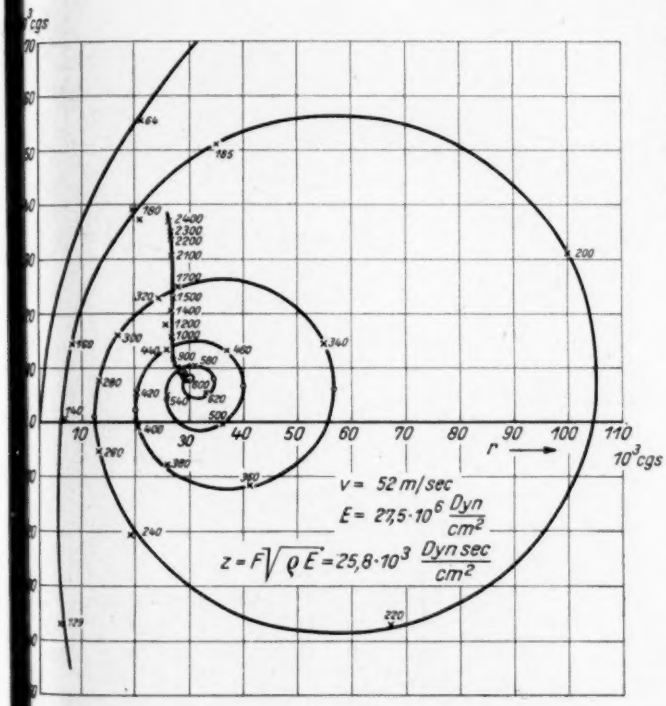
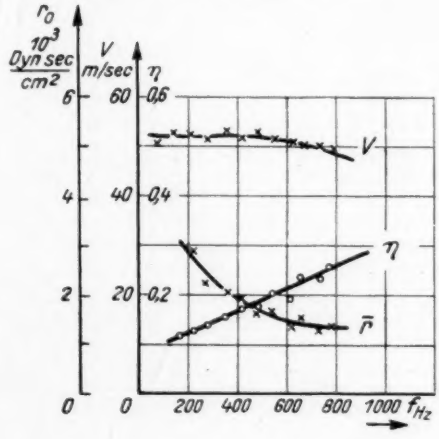


Abb. 16 b. $l = 200$ mm

Fehlwinkel wie γ hat, eingetragen worden. Nimmt man eine vollständig unelastische Schicht an der Anpreßstelle an, so müßte sie bei 26 mm Durchmesser eine Dicke von 0,3 cm haben.

Die in Abschnitt 2 zur Ableitung der Differentialgleichung und des Verhaltens der mechanischen Leitung gemachten Voraussetzungen berücksichtigen nur die Kräfte, die durch eine Bewegung der Massenelemente in Fortpflanzungsrichtung und die elastische Dehnung auftreten. Es zeigt sich, daß bei den weicheren Proben außerdem die Massenkräfte merklichen Einfluß auf den Schwingungszustand haben, die durch die Radialbewegung infolge der Querdehnung entstehen. Wäre das Material vollkommen inkompressibel, so würden sich an den Druckknoten, den Stellen größter achsialer Dehnung ε_a, auch die größten Radialbewegungen $r \cdot \varepsilon_r = \frac{1}{2} r \cdot \varepsilon_a$ ergeben. Der Einfluß der Massenkräfte macht sich nach RAYLEIGH[1]) in einer Vergrößerung der Periode der Eigenfrequenz, also in einer Verringerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, bemerkbar. In den Messungen für verschiedene Länge wurde für Material B und C bei gleichem Durchmesser $d = 25$ mm ein Absinken von v, etwa von $f = 700$ Hz beginnend, beobachtet. Bei einer Probe von größerem Durchmesser, $d = 36$ mm (Abb. 15d), trat — wie erwartet — der Abfall von v schon bei niedrigeren Frequenzen auf.



c) Messungen verschiedener Schalldämmstoffe

Von den zur Schalldämmung verwendeten Stoffen unterscheiden sich Kork und faserartige Stoffe (Abb. 17, 18, 22) mit relativ kleinem Wirkanteil der Elastizität von den

[1]) RAYLEIGH, Theorie des Schalls.

linoleumartigen zähelastischen Materialien mit einem Wirkwiderstand in etwa gleicher Größe wie der Blindwiderstand (Abb. 19, 21).

Der Wert $\eta = \frac{r}{x}$, der bei Kork um 0,1 liegt, ist bei den künstlichen Faserstoffen noch geringer; das elastische Verhalten ist selbst bei dem in Abb. 22 gemessenen Filz mit gewebten Zwischenschichten noch so regelmäßig, daß der Resonanzverlauf zu erkennen ist.

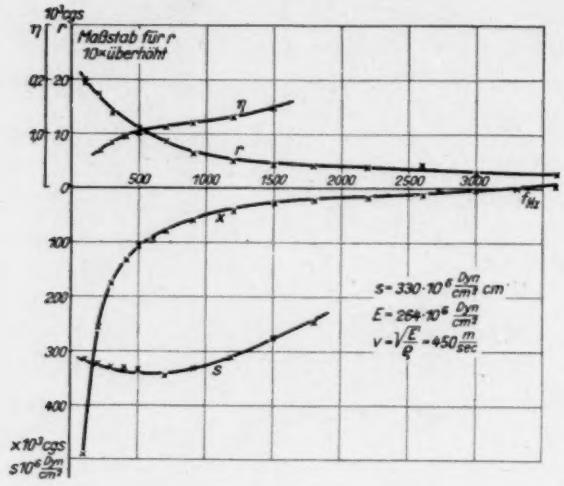


Abb. 17. Kork 20 ⌀ × 32 mm

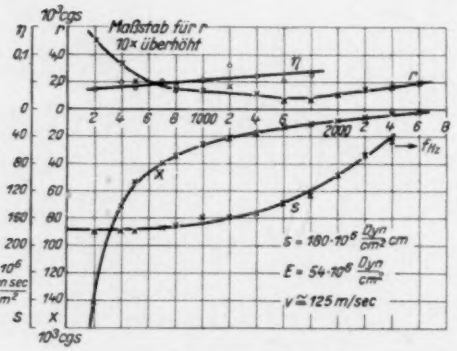


Abb. 18. Holzfaserstoff 20 ⌀ × 12 mm

Eine Messung an Schwammgummi ($F = 4$ cm², $l = 3{,}2$ cm, $G = 3{,}3$ g) ergab einen geringen Wirkwiderstand von ungefähr $2 \cdot 10^3 \frac{\text{dyn sec}}{\text{cm}}$ mit einem Massenblindwiderstand, der einer Masse von $\sim 0{,}3$ g entsprach; die Bewegung findet also nur an der obersten Schicht statt, die elastische Komponente spielt wegen ihrer Kleinheit keine Rolle mehr, so daß nur der Massenwiderstand überwunden werden muß.

Überraschend ist das Ergebnis der Messung an einem Plastilina-Zylinder (Abb. 20), dessen Leerlaufs- und Kurzschlußdiagramm ein vollkommen elastisches Verhalten bei den geringen verwendeten Amplituden mit einer Dämpfung ergeben, die kaum größer als die von Gummi ist (vgl. M 3).

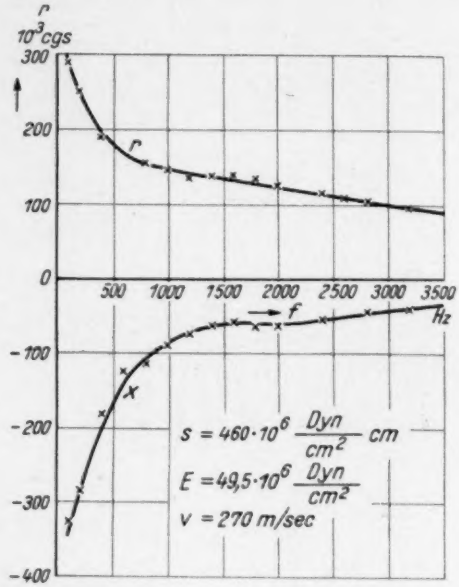


Abb. 19. Gehärtetes Öl 23 ⌀ × 5,7 mm; $\varrho = 1{,}1$

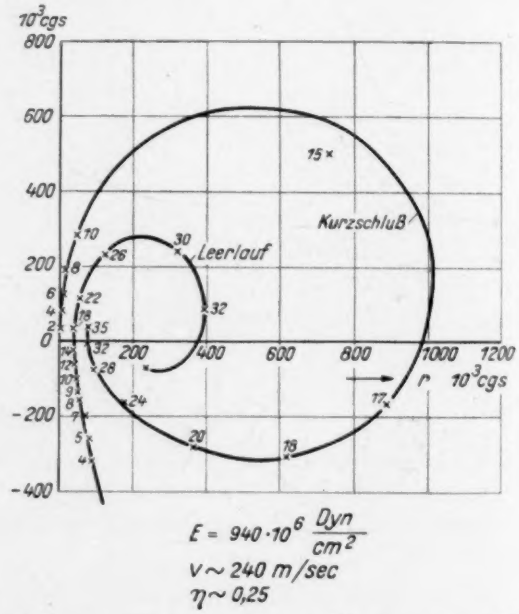


Abb. 20. Plastilina 26 ⌀ × 37 mm; $\varrho = 1{,}63$

Die in Abb. 23 angegebene Messung an einem Stab aus Buchenholz zeigt die Möglichkeit, die kleinen Widerstandswerte der tg-Verteilung beim Resonanzdurchgang einer sehr gering gedämpften Leitung zu messen, ebenso konnten an Stimmgabeln die Resonanzdurchgänge gut bestimmt werden.

4. Bedeutung der Materialeigenschaften für die Anwendung als Dämpfstoff und Dämmstoff

a) Unterscheidung Dämpfung — Dämmung

Mit der Anwendung von elastischen Stoffen in der Schwingungstechnik kann man zwei verschiedene Wirkungen anstreben, die hier Schwingungsdämpfung und Schalldämmung genannt werden sollen.

Bei der Schwingungsdämpfung besteht die Aufgabe darin, eine Masse, auf die eine bestimmte Kraft wirkt, so abzufedern, daß die Amplituden des entstehenden Schwingungsgebildes möglichst klein bleiben.

Bei der Schalldämmung soll von einem wirksamen Körperschalldruck nur ein möglichst geringer Anteil in das Fundament bzw. die umgebenden Körper übertragen werden.

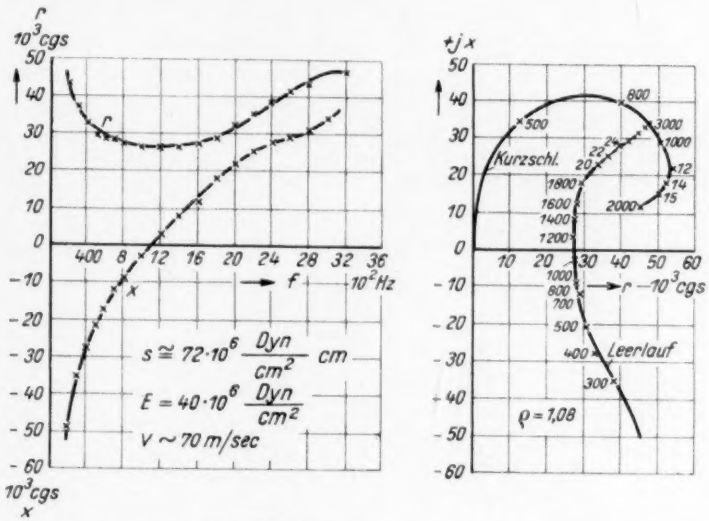


Abb. 21. Kraftregelplatte 19 ⌀ × 20 mm; $\varrho = 1{,}08$

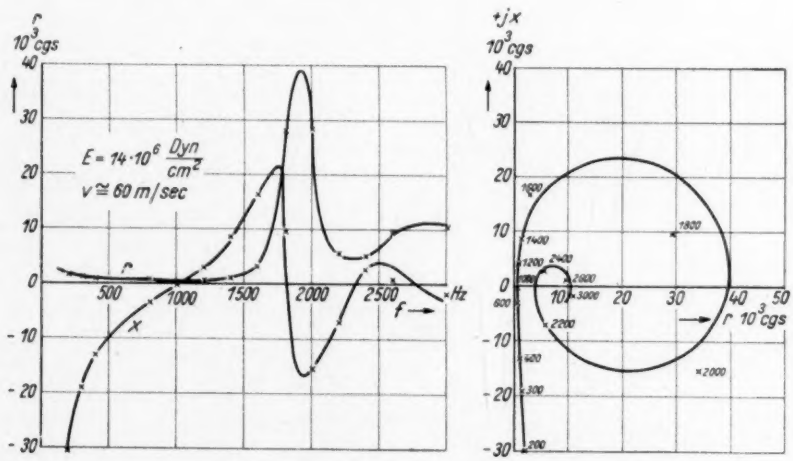


Abb. 22. Schalldämmstoff 20 ⌀ × 15 mm

b) Stationäre Elastizität

α) Dämpfung. Die Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz läßt sich für verschiedene Größe des elastischen Verlustwiderstandes in folgender Form angeben, wenn man eine stationär schwingende Elastizität voraussetzt, die einen konstanten Fehlwinkel η hat.

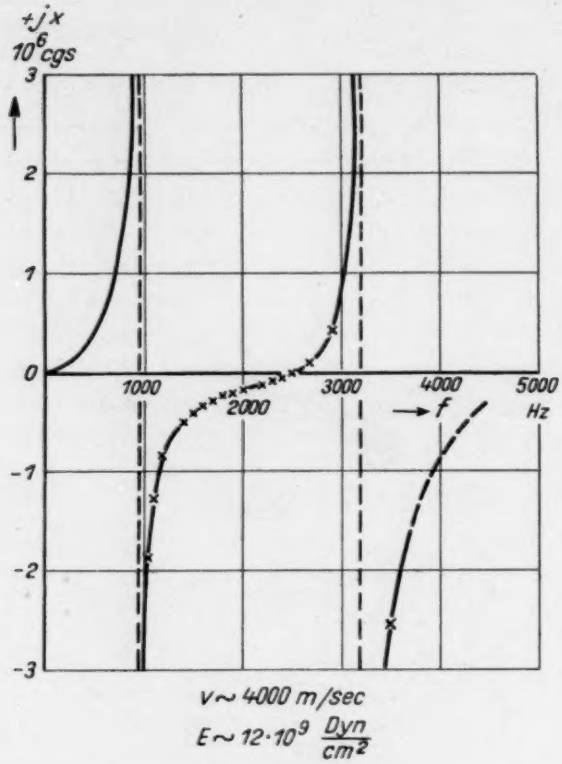


Abb. 23. Buchenholz $l = 100$ cm, $d = 1{,}19$ cm, $\varrho = 0{,}77$ g/cm³

m = abgefederte Masse
s = Steife des elastischen Elementes
$r = \frac{w}{\omega}$ = Wirkwiderstand des elastischen Elementes

$$a = \frac{P}{j\omega\,\mathfrak{r}} = \frac{P}{j\omega\,(r + \mathfrak{j})\left(\omega m - \frac{s}{\omega}\right)},$$

$$|a| = \frac{P}{s} \cdot \frac{1}{\sqrt{\eta^2 + \left[\left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)^2 - 1\right]^2}},$$

$$\omega_r = \sqrt{\frac{s}{m}} \qquad \eta = \frac{r}{s/\omega}.$$

Man erkennt, daß unterhalb der Resonanz hauptsächlich die Elastizität wirksam ist, die Amplitude also nahezu konstant bleibt. Die wirksame Dämpfung der Amplitude oberhalb der Resonanz wird durch den Massenwiderstand verursacht; in diesem Gebiete sinkt die Amplitude mit $\frac{1}{\omega^2}$ ab.

Gute Dämpfung erfordert tiefe Resonanzfrequenz, also große Masse und geringe Steife. Der Wirkanteil der Elastizität verhindert zu hohes Aufschaukeln im Resonanzgebiet.

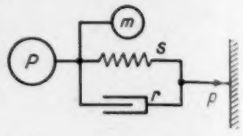


Abb. 24. Dämpfung bei stationärer Elastizität

β) Schalldämmung. In ebenso einfacher Form ist die Schalldämmung anzugeben, wenn stationäre Elastizität vorausgesetzt wird. Von dem auf eine Masse wirksamen Schalldruck P wird ein Teil über das elastische Element auf das Fundament übertragen, was in folgender Form ausgedrückt werden kann:

$$\mathfrak{p} = v \cdot \mathfrak{r}_{Elast.} = j\,\omega\,a \cdot \mathfrak{r}_{Elast.} = a\,s \cdot (1 + j\,\eta),$$

$$\left|\frac{\mathfrak{p}}{P}\right| = \frac{\sqrt{1 + \eta^2}}{\sqrt{\eta^2 + \left[\left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)^2 - 1\right]^2}}.$$

Da bei den praktisch verwendbaren Schalldämmstoffen η zwischen 0,05—0,3 schwankt, ist der Unterschied der erhaltenen Werte vom Amplitudenverlauf nur gering.

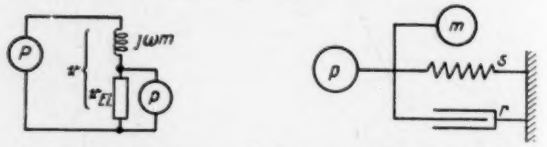


Abb. 25. Dämmung bei stationärer Elastizität

c) Nichtstationäre Elastizität

Wie im ersten Teil gezeigt wurde, besteht bei höheren Frequenzen und größeren Abmessungen die Möglichkeit, daß die Elastizität nicht mehr stationär schwingt, sich also stehende Wellen ausbilden. Für den Fall der nichtstationären Elastizität genügen die unter 2 gegebenen Formeln, wenn nur an Stelle des elastischen Widerstandes $\frac{s}{j\omega} + \frac{w}{\omega}$ der Eingangswiderstand der leerlaufenden Leitung $\mathfrak{r}_{Leerl.} = \mathfrak{z}\,\mathfrak{Ctg}\,\gamma l$ bei der Bestimmung der Am-

plitude und die Größe $\mathfrak{A} = 1/\mathfrak{Sin}\,\gamma l$ bei der Bestimmung der Schalldämmzahl $\left|\frac{\dot{p}}{P}\right|$ gesetzt werden.

a) **Dämpfung.** Die Auswertung der für den Verlauf der Amplitude geltenden Form

$$a = \frac{P}{j\omega \mathfrak{r}} = \frac{P}{j\omega(j\omega m + \mathfrak{z}\,\mathfrak{Ctg}\,\gamma l)}$$

erfolgt am günstigsten graphisch, wobei der Verlauf des Eingangswiderstandes $\mathfrak{z}\,\mathfrak{Ctg}\,\gamma l$ entweder direkt durch eine Messung festgelegt wird oder aus den Leitungselementen berechnet wird.

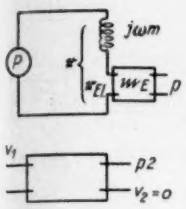


Abb. 26. Dämmung bei nichtstationärer Elastizität

β) **Schalldämmung.** Die Kraft P wirkt auf den Massenwiderstand $j\omega m$ und den Eingangswiderstand der leerlaufenden Leitung $\mathfrak{r}_{Elast.} = \mathfrak{z}\,\mathfrak{Ctg}\,\gamma l$ Leerlauf kann angenommen werden, da im allgemeinen das Fundament härter als die verwendete Elastizität sein wird. Die sich einstellende Schnelle wirkt über den Kernwiderstand $m_{Elast.}$ der als symmetrischen Vierpol aufgefaßten Leitung und erzeugt an der Sekundärseite den Leerlaufdruck $\dot{p}$.

$$\dot{p} = v \cdot m_{Elast.} = \frac{P \cdot \mathfrak{z}\,\frac{1}{\mathfrak{Sin}\,\gamma l}}{j\omega m + \mathfrak{z}\,\mathfrak{Ctg}\,\gamma l},$$

$$D = \frac{\dot{p}}{P} = \frac{\frac{1}{\mathfrak{Sin}\,\gamma l}}{\frac{j\omega m}{\mathfrak{z}} + \mathfrak{Ctg}\,\gamma l},$$

$$m_{Elast.} = \left(\frac{\dot{p}_2}{v_1}\right)_{v_2=0} = \mathfrak{z} \cdot \frac{1}{\mathfrak{Sin}\,\gamma l}.$$

Wird die Dämmzahl $D = \left|\frac{\dot{p}}{P}\right|$ dargestellt in Abhängigkeit von der Frequenzvariablen $\frac{\omega}{\omega_{Fr}}$, wobei ω_{Fr} (Federresonanz) die Frequenz ist, bei der die Elastizität in einer Viertelwellenlänge schwingt, so eignet sich dies eDarstellung besonders zur Diskussion für den Fall, daß mit einem festgegebenen elastischen Element mit der Masse M verschieden große Massen m abgefedert werden. In Abb. 27 sind für drei Verhältnisse von abgefederter Masse zur Federgesamtmasse die Werte der Dämmzahl aufgetragen.

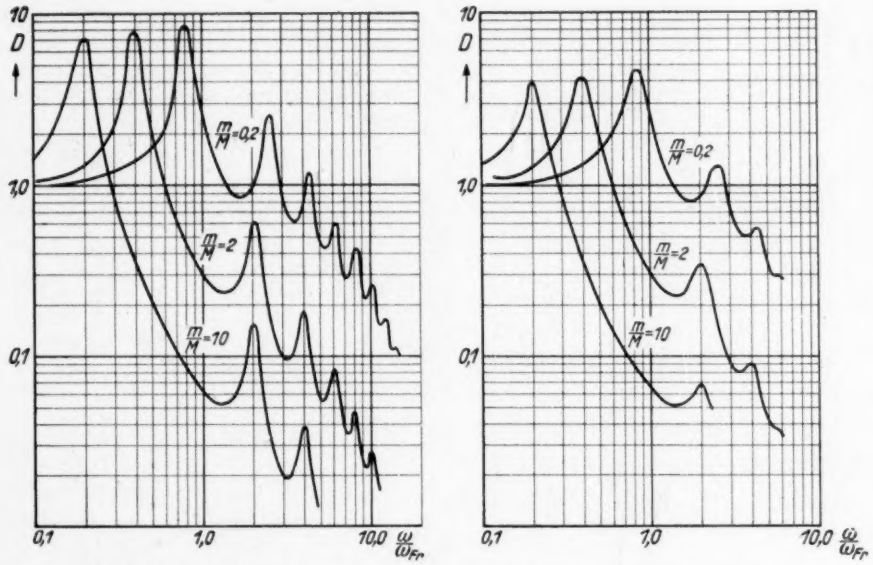


Abb. 27. Dämmkurven bei gegebenem elastischen Element
a) $\eta = 0{,}12$ b) $\eta = 0{,}257$

Für eine sehr kleine abgefederte Masse $m = 0{,}2\ M$ wird die Amplitude hauptsächlich durch den Eingangswiderstand der Elastizität bestimmt, der bei $\frac{\omega}{\omega_{Fr}} = 1, 3, 5$ kleine Werte

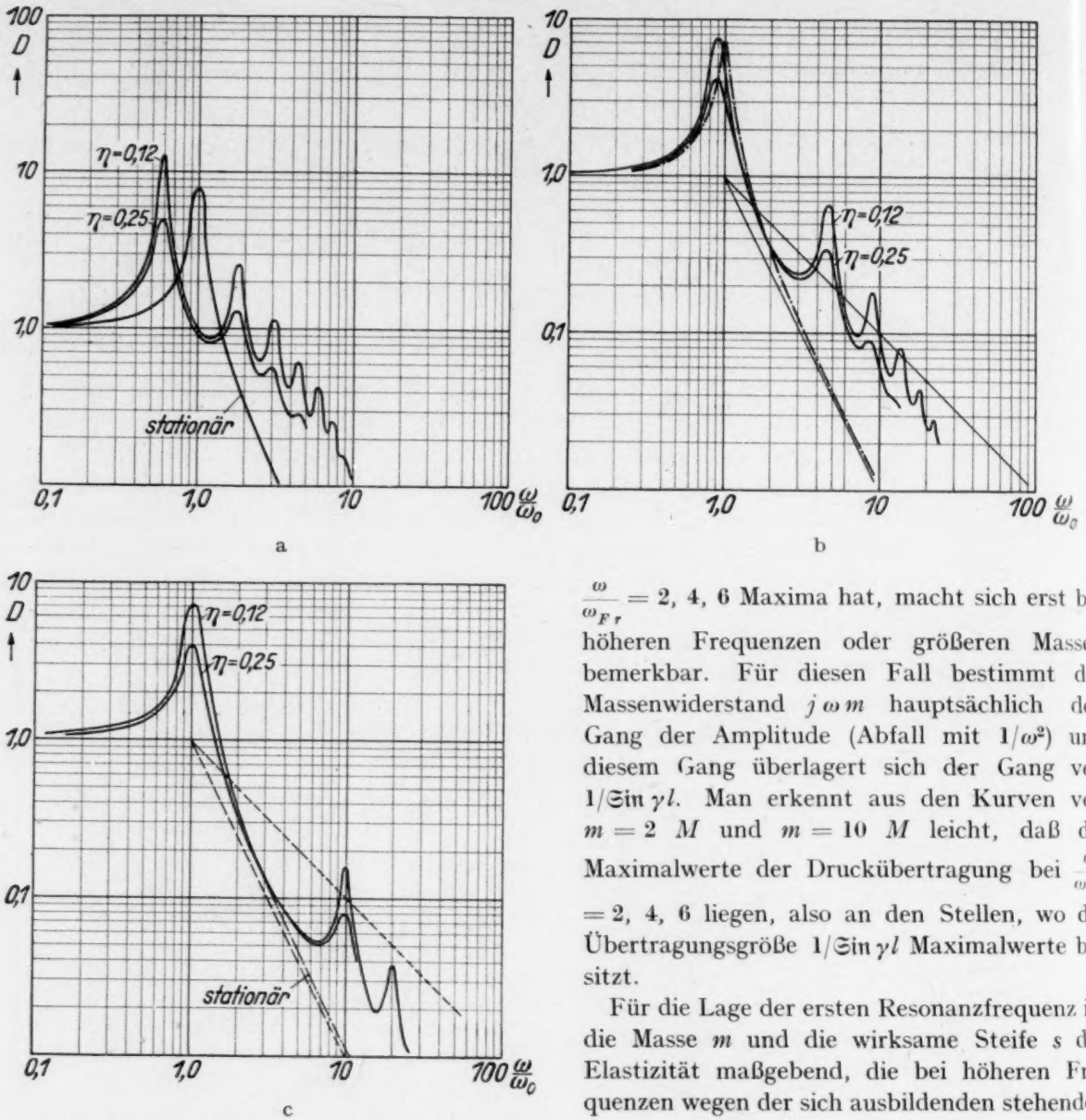


Abb. 28. Dämmkurven bei gegebener abzufedernder Masse m. M = Masse des elastischen Elementes a) $\frac{m}{M} = \frac{1}{10}$, b) $\frac{m}{M} = \frac{1}{2}$, c) $\frac{m}{M} = 5$

hat. Die Maximalwerte der Druckübertragung fallen etwa mit den Maximalwerten der Amplitude zusammen, liegen also bei etwas tieferen Frequenzen als $\frac{\omega}{\omega_{Fr}} = 1, 3, 5$. Der Einfluß der Übertragungsgröße $\frac{1}{\mathfrak{Sin}\,\gamma l}$, die bei den Werten $\frac{\omega}{\omega_{Fr}} = 1, 3, 5$ gerade Minima und bei $\frac{\omega}{\omega_{Fr}} = 2, 4, 6$ Maxima hat, macht sich erst bei höheren Frequenzen oder größeren Massen bemerkbar. Für diesen Fall bestimmt der Massenwiderstand $j\omega m$ hauptsächlich den Gang der Amplitude (Abfall mit $1/\omega^2$) und diesem Gang überlagert sich der Gang von $1/\mathfrak{Sin}\,\gamma l$. Man erkennt aus den Kurven von $m = 2\ M$ und $m = 10\ M$ leicht, daß die Maximalwerte der Druckübertragung bei $\frac{\omega}{\omega_{Fr}} = 2, 4, 6$ liegen, also an den Stellen, wo die Übertragungsgröße $1/\mathfrak{Sin}\,\gamma l$ Maximalwerte besitzt.

Für die Lage der ersten Resonanzfrequenz ist die Masse m und die wirksame Steife s der Elastizität maßgebend, die bei höheren Frequenzen wegen der sich ausbildenden stehenden Welle gemäß $\frac{\omega/\omega_{Fr} \cdot \frac{\pi}{2}}{\mathrm{tg}\,\frac{\omega}{\omega_{Fr}} \cdot \frac{\pi}{2}}$ abnimmt.

Aus den beiden Kurvenblättern für $\eta = 0{,}12$ und $\eta = 0{,}25$ ist zu ersehen, daß bei der höheren Dämpfung der Elastizität neben dem schnelleren Abklingen der periodischen Schwankungen der Dämmzahl diese selbst wegen der geringeren Übertragung der Leitung stärker absinkt. Außerdem ist der Verlustwiderstand ähnlich wie beim stationären Fall maßgebend für die Höhe der ersten Resonanz.

Neben dieser Darstellung von D, bei der die Dämmung einer festgegebenen Elastizität in Verbindung mit verschiedenen Massen untersucht werden konnte, ist für den Fall, daß eine gegebene Masse mit verschiedenen Elastizitäten abgefedert werden soll, eine andere Darstellung günstig. Als Frequenzvariable wird hierbei $\frac{\omega}{\omega_0}$ gewählt, wenn ω_0 die Resonanzfrequenz der festen Masse m mit der statischen Steife der verwendeten Elastizität ist.

$\frac{\omega}{\omega_0}$ kann durch eine einfache Multiplikation aus $\frac{\omega}{\omega_{Fr}}$ berechnet werden

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_{Fr}}\right) \cdot \frac{\pi}{2l} \sqrt{\frac{E}{\varrho}} \cdot \sqrt{\frac{l \cdot m}{E \cdot F}}, \qquad \omega_{Fr} = \frac{\pi}{2l} \cdot \sqrt{\frac{E}{\varrho}},$$

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_{Fr}}\right) \cdot \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{m}{M}}, \qquad \omega_0 = \sqrt{\frac{E \cdot F}{l \cdot m}}.$$

$M = F \cdot l \cdot \varrho$ Federmasse.

In Abb. 28 sind die Dämmzahlen für drei Massenverhältnisse $\frac{m}{M}$ aufgetragen, d. h. die verwendete Feder hat $\frac{1}{10}\left(\frac{m}{M} = 10\right)$-, $\frac{1}{2}\left(\frac{m}{M} = 2\right)$- und $5\left(\frac{m}{M} = 0{,}2\right)$fache Masse wie die abgefederte.

Es ist günstig, die Federmasse im Verhältnis zur abgefederten Masse möglichst gering zu halten, da dann die Übertragungsspitze bei der ersten $\frac{\lambda}{4}$-Verteilung der Leitung erst bei hohen Frequenzen eintritt.

Die im selben Diagramm eingetragene Dämmkurve für eine gleich große, aber stationäre Elastizität $\left(\frac{m}{M} \to \infty\right)$ ergibt, daß bei Ausbildung von stehenden Wellen die Dämmung stets schlechter wird als bei der stationären Elastizität.

Da der Verlauf der Dämmkurven vollständig festgelegt ist durch die Resonanzfrequenz ω_0, das Massenverhältnis $\frac{m}{M}$ und die Dämpfung, können für eine möglichst günstige Dämmung folgende Forderungen aufgestellt werden:

1. Möglichst tiefe Eigenfrequenz, also große Masse, geringe Steife.

2. Möglichst großes Massenverhältnis $\frac{m}{M}$, da dann die Übertragungsspitzen infolge Federresonanzen erst weitab von der Grundresonanz auftreten, also im Gebiet, wo die Massenhemmung schon stark wirksam ist.

3. Hohe Dämpfung zur Begrenzung der Resonanzspitzen.

Zusammenfassung

Es wird ein Gerät zur Messung komplexer mechanischer Widerstände von $\sim 10^4$ bis 10^6 $\frac{\text{dyn sec}}{\text{cm}}$ im Frequenzbereich 200—2400 Hz beschrieben. Die damit ausgeführten Messungen an Schalldämmstoffen, vor allem Gummi, ergeben wegen der im allgemeinen geringen Schallgeschwindigkeit in diesen Materialien bei praktisch üblichen Ausdehnungen die Ausbildung stehender Wellen.

Die Ergebnisse stehen im Einklang mit der Theorie der einfachen mechanischen Leitung; Abweichungen treten auf bei kurzen Proben wegen der unterbundenen Querdehnung an den Anpreß- bzw. Klebstellen. Bei weichen Gummisorten beeinflußt die Radialbewegung den Schwingungszustand merklich, die Geschwindigkeit v sinkt mit wachsender Frequenz ab.

Die Konstanten von Gummi verschiedener Härte, Kork und einigen Schalldämmstoffen werden bestimmt und ihre Bedeutung für Dämpfung und Dämmung bei stationärem und nichtstationärem Schwingungszustand erörtert.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Barkhausen, bin ich für die Förderung und das rege Interesse an der Arbeit zu größtem Dank verpflichtet. Herrn Dr. Kluge danke ich für die erste Anregung und manchen wertvollen Ratschlag während der Arbeit, der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens für Bereitstellung von Geldmitteln und der Continental AG. und Weiß & Co. für Überlassung von Materialproben.

(Eingegangen am 17. Juli 1937.)

Aufbau und Untersuchung eines schallgedämpften Raumes

Von W. Janovsky und F. Spandöck, Berlin-Siemensstadt

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske AG.

Mit 10 Abbildungen

Übersicht

Einleitend wird auf die Notwendigkeit von schallgedämpften Räumen für akustische Messungen hingewiesen. Dann folgt eine eingehende Beschreibung eines derartigen Raumes. Um seine Brauchbarkeit zu prüfen, muß das Schallfeld in ihm bestimmt werden. Dabei zeigen sich in größerer Entfernung vom Lautsprecher Abweichungen gegenüber dem Schalldruckverlauf im ungestörten Schallfeld. Es wird gezeigt, daß diese nicht auf Absorption in der Luft, sondern auf Schallbeugung zurückzuführen sind. Diese kann durch subjektive Richtungspeilung nachgewiesen werden. Die Größe der durch Schallbeugung hervorgerufenen scheinbaren Dämpfung wird gemessen. Zum Schluß konnte nach der Kurztonmethode noch der Schluckgrad der absorbierenden Wandbekleidung unmittelbar bestimmt werden.

Einleitung

Ein akustischer Apparat, den man untersuchen will, muß einem definierten Schall ausgesetzt werden. Dazu kann die sog. Druckkammer[1] [2]) dienen. Sie muß jedoch in ihren sämtlichen Abmessungen klein sein gegen die Wellenlänge, damit in ihr an allen Punkten nach Phase und Betrag der gleiche Schalldruck herrscht. In dieser notwendigen Voraussetzung liegt ein Nachteil; denn sie erlaubt eine Messung nur bis zu mittleren Frequenzen. Nur wenn man die Kammer mit einem Gas höherer Schallgeschwindigkeit füllt (z. B. mit Wasserstoff), lassen sich Messungen im ganzen Tonbereich anstellen, wenn die Meßobjekte genügend klein sind.

Ist der zu untersuchende Apparat groß gegen die Wellenlänge des Schalles, so hängt die Schallerregung nicht nur von seiner Größe und Form, sondern auch von der Art des Schallfeldes ab. Es kann daher einwandfrei nur dann gemessen werden, wenn ein genau definiertes Schallfeld zur Verfügung steht. Dasselbe gilt natürlich für die einwandfreie Untersuchung von Beugungs- oder Reflexionserscheinungen.

Will man ein definiertes Schallfeld erzielen, am besten ein Schallfeld mit kugelförmiger Ausbreitung, so muß man die Schallquelle und das Meßobjekt so aufstellen, daß die an irgendwelchen anderen Gegenständen reflektierten Wellen, die die Untersuchung stören könnten, schwach sind gegen die direkt auftretenden Wellen. Bis zu einem gewissen Grad lassen sich diese Bedingungen bei Aufstellung im Freien erfüllen. Da jedoch Messungen im Freien stark durch die Witterung und den nie ganz zu vermeidenden Lärm beeinflußt werden, ist man mehr und mehr dazu übergegangen, in geschlossenen Räumen mit reflexionsfreien Wänden zu messen.

Im folgenden soll ein nach modernen Gesichtspunkten gebauter schallgedämpfter Raum[1]) beschrieben und gezeigt werden, wie weit er den gestellten Anforderungen entspricht. Wir haben gefunden, daß es nicht genügt, die Wände möglichst reflexionsfrei

[1]) E. C. Wente: Physic. Rev. 10 (1917), S. 39.
[2]) C. A. Hartmann: Elektr. Nachr.-Techn. 3 (1926), S. 458, u. Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930), S. 100—107.

[1]) Die Ausführung wurde der Werner Genest G. m. b. H., Berlin, übertragen.

zu machen; es kommt vielmehr auf die gesamte Raumgestaltung an, die einen ganz wesentlichen Einfluß auf das Schallfeld hat.

Auf die elektroakustischen Meßgeräte[1]), die normalerweise zur Ausstattung von schallgedämpften Räumen gehören, wird an dieser Stelle nicht eingegangen.

war der Wunsch maßgebend, die Oberfläche möglichst aufzulockern. Als dämpfender Stoff wurde größtenteils gegen Feuer imprägnierte Watte verwendet, da bei dieser bekanntlich das Verhältnis des Strömungswiderstands zur Porosität äußerst günstig ist. Einen Querschnitt durch die Wandverkleidung zeigt Abb. 1.

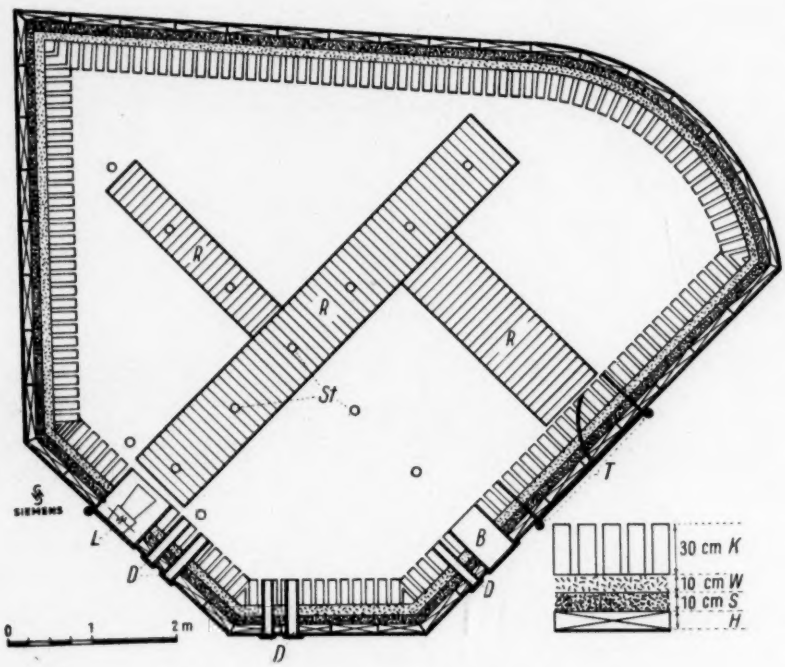


Abb. 1. Grundriß des Schallmeßraumes

K = Kulisse, H = Heraklithplatte, T = 2-Flügeltür, L = Lautsprecher, W = Wattebahn, B = Beobachtungsluke, R = Laufrost, S = Schlackenwolle, D = Durchführung für die Leitungen, St = Stativlöcher

Aufbau des Raumes

Den Grundriß des im folgenden näher beschriebenen Raumes zeigt Abb. 1. Dieser mußte gegebenen Raumverhältnissen angepaßt werden und war deshalb in der Höhe begrenzt. Die Grundfläche konnte aber so groß gewählt werden, daß die Seitenwände keinerlei Einfluß auf das Schallfeld in der Mitte des Raumes haben. Die schiefen Wände stören nicht, sind im Gegenteil eher günstig.

Für die Ausgestaltung der Wandbekleidung

Die äußere eigentliche Ziegelwand wurde zunächst mit Heraklithplatten verkleidet, darauf folgt eine etwa 10 cm dicke Schicht aus Schlackenwolle, darauf in etwa 10 cm Dicke lose gelegte Wattebahnen und endlich als äußerste Schicht kulissenartig angeordnete Wattebahnen. Durch diese 30 cm tiefen Kulissen, die in etwa 10 cm Abstand voneinander angeordnet wurden, sollte eine möglichst große dämpfende Oberfläche geschaffen werden. Abb. 2 zeigt eine Ecke des Raumes im Bau. Die Anordnung der verschiedenen Schichten ist deutlich zu erkennen. Die Schlackenwolle wird durch ein zusammenhängendes Drahtnetz

[1]) C. A. Hartmann und H. Jacoby: Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 163—172.

gehalten. Alle Metallteile sind elektrisch gut miteinander verbunden; dadurch wird gleichzeitig ein statischer Schutz gegen elektrische Felder erzielt, der im Hinblick auf die Kleinheit der zu messenden Spannungen wertvoll ist.

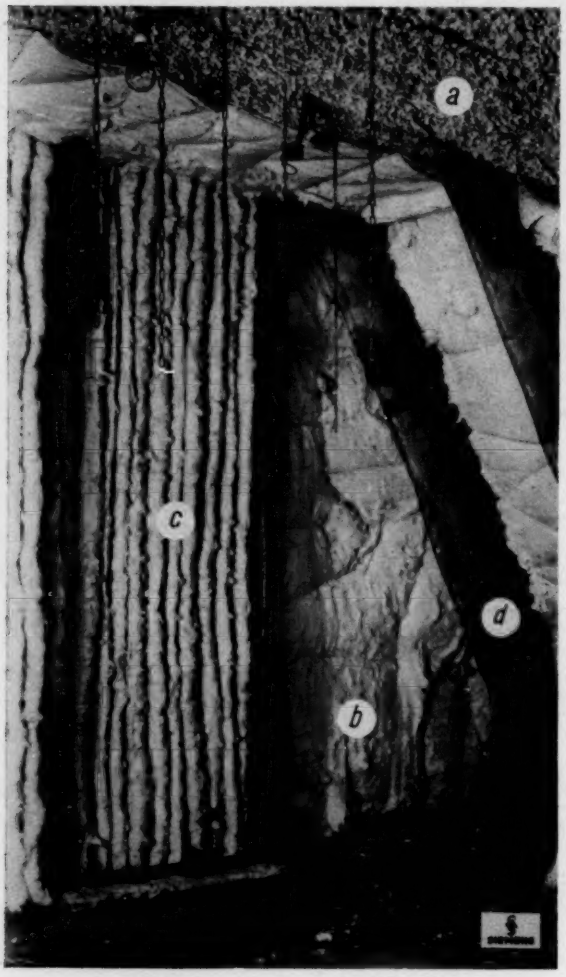


Abb. 2. Ecke des Schallraumes im Bauzustand

a = Schlackenwolle, b = Watteschicht
c = Wattekulissen, d = Drahtkulissen

Weiterhin ist aus Abb. 2 ersichtlich, daß in Abständen von je etwa 1 m längs der Wattekulissen Drahtnetzkulissen angeordnet sind, die ein wenig über die Wattekulissen vorstehen. Sie sollen die Brandgefahr herabsetzen. Nach unseren Erfahrungen breitet sich ein Brand zunächst hauptsächlich längs der Oberfläche aus, da es selbst bei bester Imprägnierung nicht möglich ist, die kleinen Watteh ärchen ganz unbrennbar zu machen. Anderseits ist gerade dieser faserige Aufbau der Watte für die gute Schalldämpfung wichtig. Einige orientierende Versuche haben gezeigt, daß derartige überstehende Drahtkulissen die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Feuers merklich herabsetzen; es handelt sich offenbar um die gleichen Erscheinungen wie bei der Davyschen Sicherheitslampe. Wegen dieser Verzögerung kann vielleicht ein Brand im Entstehen mit Feuerlöschern bekämpft werden; mindestens aber haben die im Schallraum arbeitenden Personen Zeit, den Raum zu verlassen. Um ein Übergreifen eines Brandes zu verhindern, kann der Schallraum feuersicher abgeschlossen werden. Ebenso wurden die Türen und Klappen für die Beobachtungs- und Lautsprecherluken feuersicher ausgeführt.

Abb. 3 zeigt den fertigen Raum. Da der Boden genau wie die Wände bekleidet wird, aber trotzdem begehbar sein mußte, wurden Eisenroste angebracht. Diese können nach Bedarf gelegt werden. Weiterhin können an verschiedenen Stellen Stative eingeschraubt werden. Die Meßobjekte können dann an diesen oder an Ketten, die von der Decke herabhängen, in jeder gewünschten Lage angebracht werden. Die elektrischen Meßleitungen können durch Eisenrohre eingeführt werden. Für Beobachtung von außen oder für irgendwelche Fernsteuerung ist eine Luke von 50×50 cm² Fläche vorgesehen.

Schalldruckverlauf längs der Mittelachse des Raumes

Wie weit durch die geschilderten Maßnahmen eine ungestörte Schallausbreitung erzielt wurde, zeigt die gefundene Abhängigkeit des Schalldrucks von der Entfernung von der Schallquelle. In einer ungestörten Kugelwelle ist der Schalldruck umgekehrt proportional der Entfernung. Reflektieren die Wände sehr stark, so wird der Schalldruck bereits in kürzester Entfernung vom Lautsprecher konstant; der ganze Raum ist gleichmäßig mit Schall gefüllt. Breitet sich der Schall endlich in einem ab-

sorbierenden Medium aus, so nimmt der Schalldruck stärker als umgekehrt proportional dem Abstand ab. Diese möglichen Fälle zeigt Abb. 4.

Um den Schalldruckverlauf bis in seine Einzelheiten messen zu können, wurde ein Kondensatormikrophon längs der Mittelachse des Raumes durchgezogen und mit Hilfe eines mechanisch gekuppelten Schreibers die Mikrophonspannung stetig registriert. Das Ergebnis dieser Messungen bei verschiedenen Frequenzen von 50—10000 Hz zeigt Abb. 5. Um den Vergleich zu erleichtern, haben wir nicht den Schalldruck p, sondern ein Schalldruckverhältnis p/p_0 über der Entfernung r aufgetragen; p_0 ist dabei der Schalldruck in 70 cm Entfernung von der Schallquelle. Zur Prüfung der Zuverlässigkeit der Meßanordnung wurden mehrere Kurven wiederholt registriert; es wurde immer eine befriedigende Übereinstimmung gefunden.

Es ist festzustellen, daß alle Kurven den gleichen für den Schallraum charakteristischen Verlauf zeigen; in der Nähe der Schallquelle ist der Schalldruck proportional $1/r$, in größerer Entfernung nimmt er stärker ab. Bei Frequenzen um 500 Hz sind Störungen überlagert, die wahrscheinlich auf stehende Wellen zurückzuführen und in jedem Fall kleiner als $\pm$ 10%, also unbedeutend sind. Es zeigt sich, daß wir bis zu einer Entfernung von 2,5 m mit einem Verlauf $\sim 1/r$ rechnen können, wenn eine Unsicherheit von höchstens $\pm$ 10% gefordert wird.

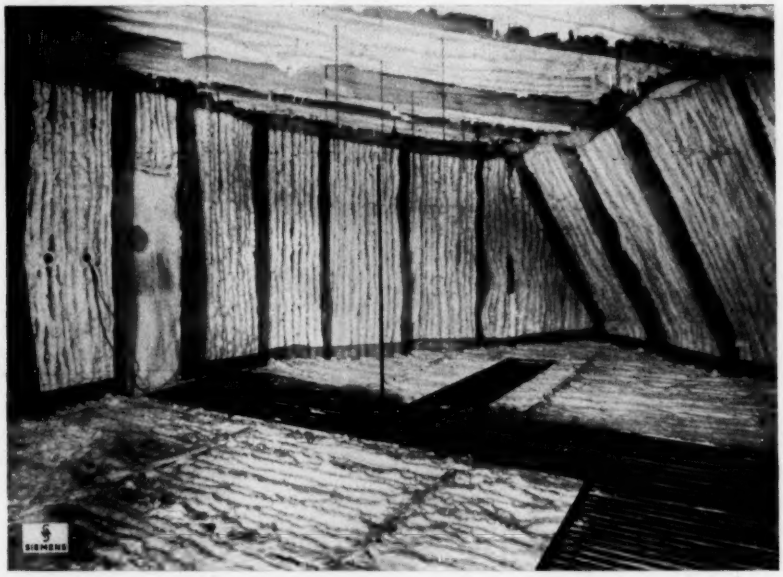


Abb. 3. Ansicht des fertigen Schallmeßraumes

Nach diesem Schalldruckverlauf müßte man also auf eine Absorption im Medium schließen. Tatsächlich hat ja auch KNUDSEN verhältnismäßig große Werte für die Luftdämpfung gefunden. Er hat festgestellt, daß die Luftdämpfung sehr stark von der relativen Feuchtigkeit abhängt und bei hohen Frequenzen bedeutend größer ist als bei tiefen. Danach wäre eine Abweichung von dem $1/r$-Verlauf zwischen 0,7 und 4 m bei maximaler Dämpfung bei 10000 Hz um — 11%, bei 1500 Hz um — 1,5% zu erwarten; diese Werte gelten aber für eine ungewöhnlich geringe relative Luftfeuchtigkeit von 10—20%. Unter normalen Verhältnissen, also bei etwa 60% Feuchtigkeit, wäre eine Abweichung bei 10000 Hz um — 4%, bei 1500 Hz um — 0,2% zu erwarten. Diese Abweichungen sind aber bedeutend kleiner als die gemessenen, so daß die Dämpfung durch

Absorption in der Luft nicht als Erklärung herangezogen werden kann.

Ganz ähnliche Ergebnisse wie die unseren hat auch E. H. BEDELL[1]) bei der Ausmessung eines schallgedämpften Raumes der Bell Telephon Laboratories gefunden. E. H. BEDELL weist auch bereits darauf hin, daß vielleicht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs einer schallabsorbierenden Schicht kleiner ist als in der freien Luft und daß diese Abweichung für den eigenartigen Schalldruckverlauf verantwortlich ist. Auch G. v. BÉKÉSY[1]) hat bei raumakustischen Messungen gefunden, daß der Schall, wenn er sich über die Köpfe des Publikums hinweg ausbreitet, stärker gedämpft wird als bei der Ausbreitung im Freien.

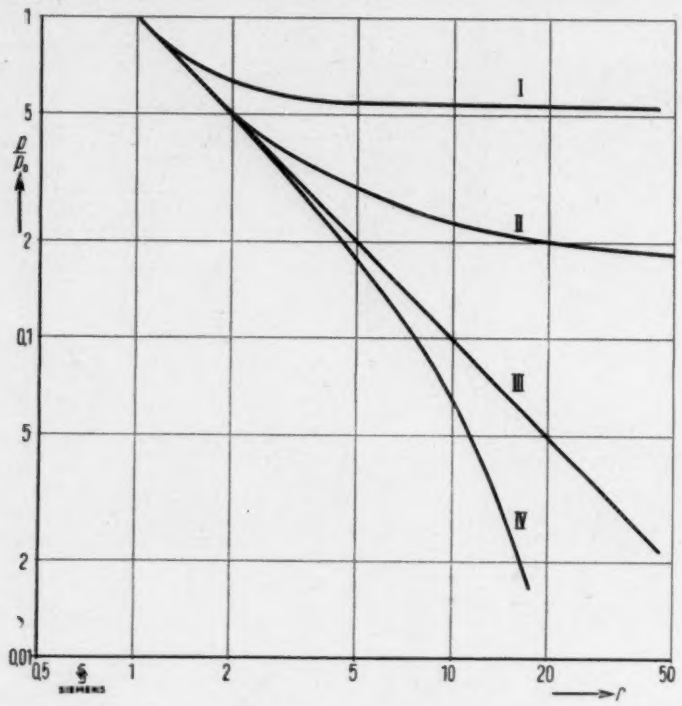


Abb. 4. Schallfeld eines Kugelstrahlers in verschiedenen Räumen

I	Hallraum	$\frac{p}{p_0} = \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{16\pi}{\alpha F}}$	III	Im Freien	$\frac{p}{p_0} = \frac{1}{r}$
II	Normaler Raum	$\frac{p}{p_0} = \sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{16\pi}{\alpha F}}$	IV	Ausbreitung in einem schallabsorbierenden Medium	$\frac{p}{p_0} = \frac{1}{r} \cdot e^{-\beta r}$

$\frac{p}{p_0}$ = Schalldruckverhältnis, r = Entfernung von der Schallquelle,
p = Schalldruck in der Entfernung 1, $\alpha \cdot F$ = Wandabsorption,
β = Koeffizient der Mediumabsorption

Wenn die geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit tatsächlich die Ursache ist, so kann es sich doch offenbar nur um eine scheinbare durch Schallbeugung vorgetäuschte Dämpfung handeln. Daß dies der Fall ist, sollen die folgenden Messungen zeigen.

[1]) E. H. BEDELL: J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 118—125.

[1]) G. v. BÉKÉSY: Z. techn. Physik 14 (1933), S. 6—10.

Vorher soll aber noch kurz der Einfluß der Laufroste auf die Schallausbreitung gezeigt werden. Bei den Aufnahmen zu Abb. 5 lagen die Roste wie aus Abb. 3 ersichtlich am Boden; irgendwelche stehende Wellen, die auf die Laufroste hätten zurückgeführt werden können, waren nicht festzustellen. Offenbar verhindert die Nähe der dämpfenden Watteschicht die Ausbildung stehender Wellen. Werden dagegen die Roste frei aufgehängt und dann längs ihnen der Schalldruckverlauf gemessen, so sind, selbstverständlich nur bei den entsprechenden hohen Frequenzen, die stehenden Wellen stark ausgeprägt, wie Abb. 6 zeigt. Da die Laufroste aber in der Regel unmittelbar auf dem Boden liegen, ihr Abstand zu der Mittelachse also ein Vielfaches der Wellenlänge ist, sind Störungen nicht zu befürchten. Diese Feststellung ist wichtig, da die Laufroste das Arbeiten im schallgedämpften Raum sehr erleichtern.

Schallausbreitung in der Nähe der Oberfläche einer dämpfenden Schicht

Nach den Untersuchungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Röhren ist bekannt, daß sie mit zunehmender Absorption der Röhrenwandung kleiner[1]) wird. Sobald aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs der dämpfenden Schicht kleiner ist, müssen die Schallstrahlen einer Schallquelle nach dieser Schicht zu gebeugt werden. Der Schall wird in unserem Fall gleichsam in die Watte hineingesaugt. Um dies zu zeigen, haben wir einen Lautsprecher in verschiedener Höhe über dem Boden des schallgedämpften Raumes aufgestellt und dann aus einer Entfernung von 4 m den Lautsprecher angepeilt. Es wurden zwei gleiche Mikrophone, wie in Abb. 7 skizziert, in einem Abstand von 30 cm übereinander

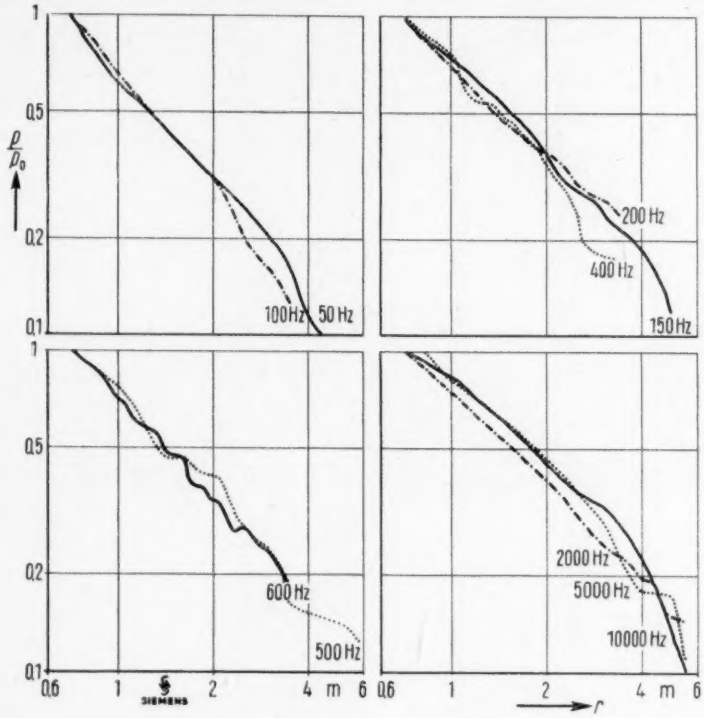


Abb. 5. Schalldruckverlauf in der Mittelachse des Absorptionsraumes

$\frac{p}{p_0}$ = Schalldruckverhältnis,
r = Entfernung von der Schallquelle

[1]) Geiger-Scheel: Handbuch der Physik VIII (1927), S. 629.

angeordnet, wobei das obere Mikrophon in der Waagerechten verschiebbar war, während das untere fest am Boden lag. An die Mikrophone waren getrennte Verstärker angeschlossen. Die Verstärkerausgänge wurden gegeneinandergeschaltet und das Minimum im Telephon abgehört. Eingestellt wurde das Minimum durch

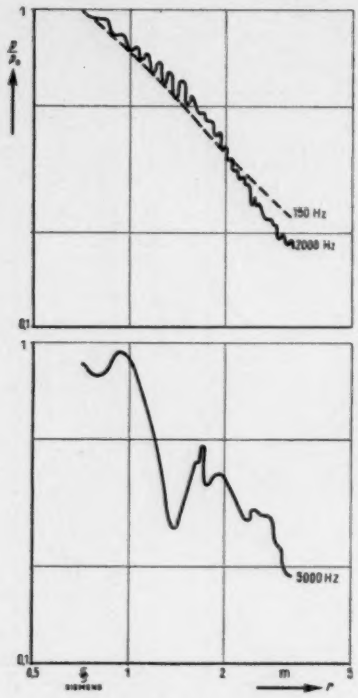


Abb. 6. Einfluß eines Stabrostes auf die Schallausbreitung

$\frac{p}{p_0}$ = Schalldruckverhältnis,
r = Entfernung von der Schallquelle

Verschieben des oberen Mikrophons mittels einer mechanischen Fernsteuerung. Die beiden Übertragungswege zeigten nur geringe Laufzeitverschiedenheit; deren Einfluß konnte überdies noch durch zwei Messungen mit vertauschtem Mikrophon und Verstärker und entsprechende Mittelwertsbildung ausgeschaltet werden.

Wie stark nun der so ermittelte akustische Einfallswinkel vom optischen abweicht, zeigt Abb. 7. Steht der Lautsprecher unmittelbar am Boden — Abstand der Lautsprecher-Mitte vom Boden 15 cm —, ist also der optische Höhenwinkel 0°, dann beträgt der akustische Höhenwinkel 22,5°; nach der akustischen Peilung müßte man also annehmen, daß der Lautsprecher 166 cm hoch aufgestellt sei. Diese Abweichung ist so groß, daß man sie auch ohne jedes Hilfsmittel deutlich wahrnehmen kann, wenn man den Kopf unmittelbar über den Boden hält. Bei größerem Abstand des Lautsprechers vom Boden wird die Abweichung des akustischen Einfallswinkels natürlich kleiner; die gemessenen Werte sind in Abb. 7

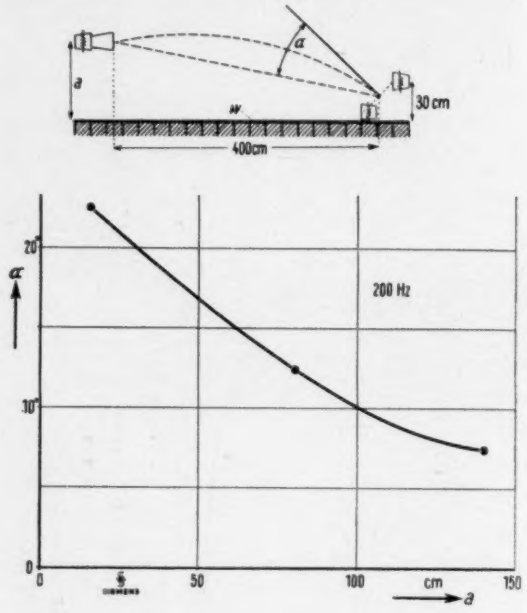


Abb. 7. Abweichung α zwischen akustischem und optischeu Einfallswinkel bei einer Schallausbreitung über eine absorbierende Fläche

a = Höhe des Lautsprechers, w = Watte

zusammengestellt. SämtlicheMessungen wurden bei 200 Hz von mehreren Versuchspersonen durchgeführt.

Durch diese Messungen ist u. E. einwandfrei die starke Schallbeugung bei einer Schallausbreitung längs absorbierender Schichten nachgewiesen. Damit wird der von dem $1/r$-Gesetz abweichende Schalldruckverlauf in Abb. 5 verständlich. Nur solange der Abstand des Mikrophons vom Lautsprecher noch entsprechend klein ist gegen den Abstand des Lautsprechers bzw. Mikrophons von der dämpfenden Schicht, wird das Mikrophon wie im

Freien betönt; in größerer Entfernung wird immer mehr Schall nach der absorbierenden Oberfläche abgebeugt und immer weniger erreicht das Mikrophon. Die Schallstrahlen divergieren stärker als in einer Kugelwelle. Durch die Schallbeugung wird eine Luftdämpfung vorgetäuscht. Es handelt sich um die gleichen Erscheinungen wie bei dem bekannten Versuch, bei welchem ein innen mit Watte ausgekleidetes Rohr für tonfrequenten Schall eine außerordentlich starke Dämpfung aufweist, die ein Vielfaches einer entsprechenden Luftstrecke im Freien beträgt.

Um nun noch die Größe dieser scheinbaren Luftdämpfung zu ermitteln, haben wir einige weitere Messungen durchgeführt. Lautsprecher und Mikrophon wurden in 4 m Entfernung einmal 125 cm, das andere Mal 15 cm über dem Boden aufgestellt; da die lichte Höhe unseres Raumes 2,5 m beträgt, lagen sie bei der ersten Messung in der Mittelachse. Der Empfangsschalldruck bei der ersten Messung sei p_1, der bei der zweiten p_2. Das Verhältnis p_1/p_2 ist dann offenbar ein Maß für die scheinbare Dämpfung. Die Abhängigkeit von der Frequenz zeigt die gestrichelte Kurve in Abb. 8. Es fällt auf, daß die scheinbare Dämpfung bis 400 Hz ansteigt, dann aber wieder abfällt. Es war zu vermuten, daß dieser Abfall auf die mit der Frequenz zunehmende Richtwirkung des Lautsprechers zurückzuführen ist; je besser der Schall gebündelt ist, um so weniger muß sich ja die Nachbarschaft einer Absorptionsschicht bemerkbar machen. Die Messungen wurden daher mit einem Telefon als Schallquelle wiederholt, da dieses wegen seiner kleineren Abmessungen eine bedeutend geringere Richtwirkung hat. Bei diesen Messungen, vgl. die ausgezogene Kurve in Abb. 8, bleibt das Verhältnis p_1/p_2 über 400 Hz konstant. Die scheinbare Dämpfung hängt also stark von der Richtwirkung der Schallquelle ab.

Andererseits muß aber auch die Schallbeugung beachtet werden, wenn die Richtwirkung einer Schallquelle oder eines Schallempfängers gemessen werden soll. So haben wir z. B. ein magnetisches Mikrophon mit 7 cm Durchmesser einmal unmittelbar in der Ober-

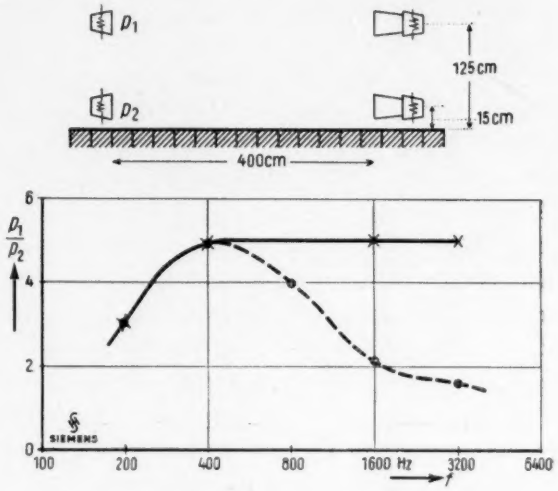


Abb. 8 Schallausbreitung längs einer absorbierenden Oberfläche

——— Schallabstrahlung durch Telephon,
..... Schallabstrahlung durch Lautsprecher

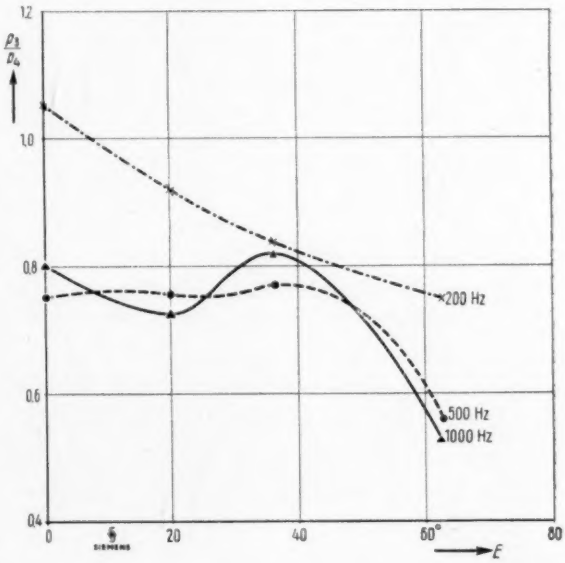


Abb. 9. Änderung der Richtwirkung eines Mikrophons bei Einbau in eine absorbierende Schicht

p_3 = Schalldruck, wenn Mikrophon in der Oberfläche der absorbierenden Schicht,

p_4 = Schalldruck, wenn Mikrophon 30 cm vor der absorbierenden Schicht angebracht ist,

E = Einfallswinkel gegen die Mittelsenkrechte

fläche der absorbierenden Schicht, das nächste Mal in 30 cm Abstand von dieser eingebaut und dann aus 4 verschiedenen Richtungen — 0, 20, 36 und 63° gegen die Mittelsenkrechte — betönt. Der Schalldruck am Mikrophon bei der ersten Messung sei p_3, der bei der zweiten p_4; den gemessenen Wert für das Verhältnis p_3/p_4 zeigt Abb. 9. Mit größerem Einfallswinkel zur Absorptionsschicht nimmt p_3/p_4 ab. Das heißt aber: ein vollkommen ungerichteter Schallempfänger oder -sender zeigt eine Richtwirkung, wenn er in eine absorbierende Schicht eingebaut wird; die Hauptachse der Richtcharakteristik steht senkrecht auf der Absorptionsschicht. Diese Tatsache muß beim Einbau eines Lautsprechers in den Schallraum berücksichtigt werden.

Direkte Messung des Schluckgrades der Absorptionsschicht

Wegen des umfangreichen Aufbaues der dämpfenden Schicht war es natürlich nicht möglich, ihren akustischen Widerstand in einer akustischen Meßbrücke[1]) zu messen. Es bleiben also nur die Methoden der Reflexionsmessung mit Gradientenmikrophon[2])[3]) oder die Kurztonmethode[4]). Wir haben uns für die letztere entschlossen.

Für die Messung wurde der Lautsprecher in den Boden des Schallraumes eingesetzt und die Reflexion an der Decke beobachtet. Das Mikrophon war in der Mitte angeordnet. Alle anderen Wände waren bedeutend weiter entfernt, so daß eine Störung durch Reflexion von diesen mit Sicherheit zu erkennen ist. Da der Schluckgrad sehr groß ist, war es notwendig, den reflektierten Schall erheblich zu verstärken, bei dem Beispiel in Abb. 10 auf das 15fache. Die Meßfrequenz war in diesem Fall 1000 Hz. Die oberste Aufzeichnung ist die Zeitmarke von 500 Hz, die zweite gibt den Strom durch die Schwingspule des Lautsprechers wieder, die dritte den vom Mikrophon registrierten Schall. Der direkte und reflektierte Schall sind sehr gut zu erkennen, ebenso die Phasenverschiebung zwischen den beiden. Der direkte Schall trifft nach der Zeit t_1 nach Einschalten des Lautsprechers das Mikrophon, der reflektierte nach t_2 entsprechend dem Laufweg des Schalles

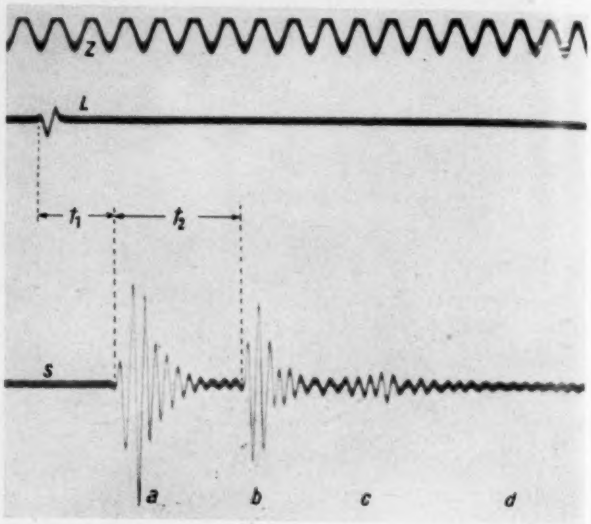


Abb. 10. Reflexionsmessung mit Kurzton

z = Zeitmarke 500 Hz, L = Schalldruck, s = Schalldruck, a = direkter Ton, b = 1. Reflexion an der Decke, c = Seitenwand und 2. Reflexion am Boden, d = Raumnachhall, b, c, d = fünfzehnfach verstärkt

bis zur Decke und zurück. Der Nachläufer rührt von einer Reflexion an den Seitenwänden und am Boden her. Unter Berücksichtigung der Verstärkung und des Laufweges kann das Verhältnis des reflektierten Schalles zum direkten berechnet werden; der reflektierte beträgt 14,3% des direkten. Hieraus berechnet sich der Schluckgrad zu 98%. Eine gleiche Messung wurde auch noch bei 4000 Hz durchgeführt und ergab einen Schluckgrad von 99,4%. Bei tieferen Frequenzen sind die Oszillogramme nicht mehr so sauber, da wegen des kleinen Abstandes des Bodens von der Decke der direkte und der reflektierte Schall nicht mehr so gut zu trennen sind; auch braucht der Kurzton bei den tieferen Frequenzen eine längere Zeit. Es lassen sich daher keine genauen Werte mehr

[1]) K. Schuster: Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 164—176.

[2]) L. Cremer: Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 36—47.

[3]) S. S. 326 Anm. 1.

[4]) F. Spandöck: Ann. Physik 5, 20, (1934). S. 328—344.

angeben. Jedoch ist zu erkennen, daß bei tieferen Frequenzen der Schluckgrad kleiner wird.

Zusammenfassung

Nach einer eingehenden Beschreibung eines neuen schallgedämpften Raumes des Zentrallaboratoriums der Siemens & Halske AG. werden die akustischen Untersuchungen mitgeteilt, die zeigen sollen, wie weit der Raum den gestellten Anforderungen entspricht. Durch eine stetige Registrierung des Schalldruckverlaufes längs der Mittelachse des Raumes wird zunächst festgestellt, daß bis zu einer Entfernung von 2,5 m vom Lautsprecher mit einem der Entfernung umgekehrt proportionalen Schalldruckverlauf zu rechnen ist. Dieser Bereich der kugelförmigen Schallausbreitung ist bedeutend größer als in kleineren oder weniger gut gedämpften Räumen. Erst bei größeren Entfernungen nimmt der Schalldruck stärker ab. Es kann gezeigt werden, daß diese schnellere Abnahme nicht auf eine zusätzliche Luftdämpfung, sondern auf Schallbeugung zurückzuführen ist. Da die Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs einer absorbierenden Schicht geringer ist als in der freien Luft, wird der Schall nach dieser Schicht gebeugt; er wird gleichsam von der Absorptionsschicht eingesaugt[1]). Dadurch ist das Schallfeld stärker divergent als in einer Kugelwelle. Dieser Wandeinfluß ist in der Mitte des Raumes bei hohen Frequenzen weniger zu merken als bei tiefen; die Beugungszone ist ja der Wellenlänge proportional. Die Beugung konnte durch Messung des akustischen Einfallwinkels nach einer subjektiven Peilmethode einwandfrei gezeigt werden. Weitere Ausbreitungsmessungen geben einen Anhalt über die Größe der scheinbaren Dämpfung, die auf die Schallbeugung zurückzuführen ist. Als ein weiteres Beispiel für den Einfluß der Schallbeugung wird gezeigt, in welcher Weise Richtwirkungsmessungen gefälscht werden können. Endlich konnte mit Hilfe der Kurztonmethode der Schluckgrad der Absorptionsschicht unmittelbar bestimmt werden; bei 4000 Hz beträgt er 99,4%, bei 1000 Hz 98%. Zusammenfassend kann auf Grund dieser Meßergebnisse gesagt werden, daß man beim Bau eines schallgedämpften Raumes nicht nur auf einen möglichst hohen Schluckgrad der Wände, sondern in gleichem Maße auch auf eine gute räumliche Gestaltung achten muß, da unter Umständen die Schallbeugung einen ausschlaggebenden Einfluß auf das Schallfeld gewinnt.

[1]) Auf diese „Saugwirkung" ist vielleicht auch die Tatsache zurückzuführen, daß dämpfendes Material den Nachhall mehr verkürzt, wenn es verteilt in einem Raum angebracht wird als in zusammenhängender Form. (J. S. Parkinson: J. Acous. Soc. Am. 2 (1930), S. 112—128.)

(Eingegangen am 23. August 1937.)

Holzwolle-Leichtbauplatten für bau- und raumakustische Zwecke

Mitteilung aus der Deutschen Heraklith A.-G. Simbach/Inn.

In früheren Zeiten wurden für die Errichtung von Bauten in erster Linie natürliche Steine sowie Ziegel verwendet. Man kannte eben nichts anderes und richtete so sein Augenmerk auf die technische und künstlerische Vervollkommnung dieser Baustoffe. Mit Anfang des 20. Jahrhunderts ging man jedoch

Abb. 1. Struktur einer Holzwolle-Leichtbauplatte (Heraklith)

schon aus Gründen der Sparsamkeit dazu über, dem Bauen neue Wege durch neuzeitliche Baustoffe zu weisen, da eine Anhäufung von Steinen und Mörtel, zumal unter Berücksichtigung der kulturellen und hygienischen wie auch der volkswirtschaftlichen Anforderungen, sich immer mehr als unwirtschaftlich erwies. Nach Versuchen mit Körpern aus anorganischem Material, wie Hohlziegel und Leichtbeton, entstand so die Isolierleichtbauplatte.

Von dieser unterscheidet man 2 Hauptgruppen und zwar sind dies

1. die Holzfaserplatten und
2. die Holzwolle-Leichtbauplatten,

wobei als Urtyp der letzteren die seit nunmehr über 2 Jahrzehnten auf dem Markt befindliche magnesitgebundene Heraklith-Leichtbauplatte angesehen werden kann.

Die Herstellung der Heraklithplatten soll zum besseren Verständnis kurz gestreift werden. Das Holz wird zunächst zu feiner Holzwolle gehobelt und unmittelbar nach dem Hobelprozeß mit Kieserit-lösung imprägniert, um dasselbe gegen Fäulnis und Ungeziefer widerstandsfähig zu machen. Die auf diese Weise imprägnierte Holzwolle wird mit Magne-

Abb. 2. Holzwolle-Maschinen der Heraklith-Werke Simbach/Inn

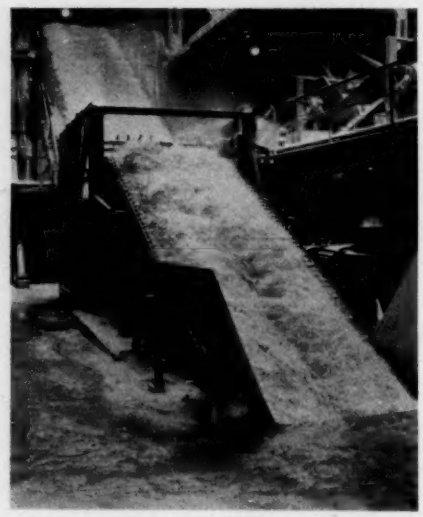


Abb. 3. Maschinen-Aggregat mit Stapler der Heraklith-Werke Simbach/Inn

sit versetzt und dann zu einem fortlaufenden Strang von 50 cm Breite geformt. Dieser Strang durchwandert einen langen Ofen, in dem er bei etwa 400° C im eigenen Dampf abbindet und erhärtet. Durch wissenschaftliche Untersuchungen an jahrzehntealten Bauten wurde festgestellt, daß der Magnesitmörtel nicht nur die Holzfaser schützend umhüllt, sondern auch in das Innere der Holzzellen

eindringt. Er bildet dabei unlösliche mineralische Substanzen und bewirkt so eine Versteinerung, die allen bautechnischen und baupraktischen Erfordernissen Genüge leistet.

Bei den neuzeitlichen Bauweisen stand das Ziel „Gesund und zugleich wirtschaftlich zu bauen" im Vordergrund der Erwägungen. Beide Forderungen werden durch die Holzwolle-Leichtbauplatte in besonders günstigem Maße erreicht. Rein bautechnisch gesehen, läßt sich bei Verwendung dieser Platten in Wohnhausbauten eine viel zweckmäßigere Grundrißlösung durchführen, als dies bei dem seitherigen Massivbau möglich gewesen war, da das geringe Gewicht der Konstruktion aus Leichtbauplatten einen erheblich größeren Spielraum für die Gestaltung des ganzen Baues zuläßt. Die dünnen Zwischenwände, die auch den schalltechnischen Anforderungen im Wohnhausbau gut entsprechen, ergeben zusammen mit den dünneren Umfassungen einen nicht unbedeutenden Raumgewinn für Wohnungen. Infolge dieser besseren Raumausnützung ist es selbstverständlich eine gesündere Wohnung. Auch im Hinblick auf die Wirtschaftlichkeit diene der Hinweis, daß durch die Leichtbauplatten-Bauweise durchschnittlich 15—20% der reinen Baukosten eingespart werden können. Da zum gesunden Bauen aber auch Voraussetzung war, vor allem den wärmeschutztechnischen Erkenntnissen in gleicher Weise Genüge zu leisten, konnte sich die Holzwolle-Leichtbauplatte, deren Verbrauch im Jahre 1936 rd. 16000000 m² allein in Deutschland betragen hat, eben nur um deswillen ihr weitgestecktes Anwendungsgebiet erobern, weil sie sich als idealer Baustoff auch in diesem Sinne vollauf bewährt hat.

Durch die Entwicklung des Tonfilms und des Rundfunks einerseits und insbesondere durch die sich mehr und mehr aufdrängende Notwendigkeit andererseits, den Lärm und die daraus herrührenden körperlichen und seelischen Schäden auszuschalten, traten alsdann im Zuge dieser Bauentwicklung in erhöhtem Umfange lärmhygienische Gesichtspunkte hervor, die privatwirtschaftlich gesehen wohl nicht ohne weiteres als wirtschaftlich angesehen werden, jedoch der Volkswirtschaft im ganzen zugute kommen. Sie beruhen darauf, den Schall zu regulieren und ihn weitgehendst zu dämpfen bzw. zu dämmen. Die Erkenntnis dieser Verhältnisse hat zahlreiche Abwehrbewegungen hervorgerufen und es ist hier in erster Linie der Fachausschuß für Lärmminderung des Vereins Deutscher Ingenieure zu nennen, der — als wirksames Bindeglied zwischen physikalischer Forschung und der praktischen Arbeit des beratenden Ingenieurs — es sich zur Aufgabe gesetzt hat, der Lärmforschung und der Lärmbekämpfung zu dienen.

Die Wichtigkeit des Problems veranlaßte auch die einschlägige Industrie, Konstruktionen für Bauelemente zu entwickeln, deren Brauchbarkeit in der Praxis täglich unter Beweis gestellt wird.

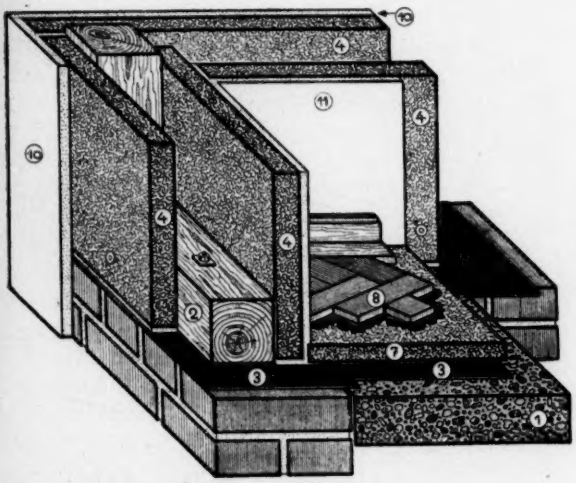


Abb. 4. Holzfachwerk-Heraklithbauweise: Außen 5 cm, innen $3^1/_2$ cm Heraklith, Wärmeschutz entspr. 100 cm Vollziegelmauer

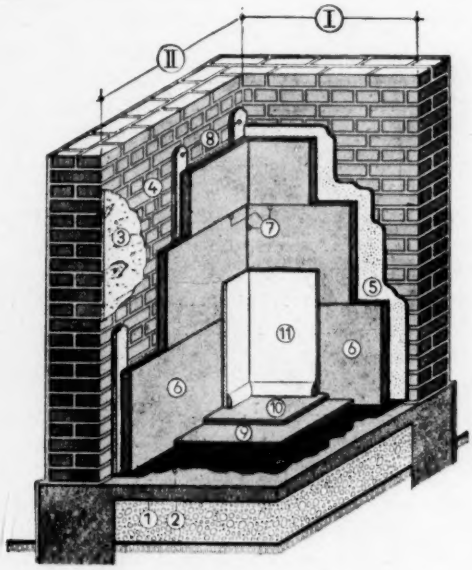


Abb. 5. Verbundene Massiv-Heraklith-Bauweise: 25 cm Ziegelmauer mit $3^1/_2$ cm Heraklith, Wärmeschutz entspr. 60 cm Vollziegelmauer.

Auf bauakustischem Gebiete (Vermeidung der Schallübertragung von einem Raum in den anderen), können in diesem Sinne folgende Hauptzwischenwandkonstruktionen empfohlen werden und zwar für normale Beanspruchung Wandelemente aus 10 cm dicken Heraklithplatten, die beiderseits verputzt werden. Schallisolierwirkung 49 Phon. (Gutachten des Technologischen Gewerbemuseums, Wien).

Für höhere Ansprüche 2 einzelne Wandelemente aus 5 cm dicken Heraklithplatten mit einer Zwischenlage aus an den Stößen überlappter und verklebter Isolierpappe. Diese Wandkonstruktion hat eine Schallisolierwirkung von rund 58 Phon. (Gutachten des Technologischen Gewerbemuseums, Wien). Sie entspricht also vollkommen den Anforderungen, wie sie an die Schalldämmung für Wohnungstrennwände gestellt werden. Letztere Konstruktion hat sich hauptsächlich für Zwischenwände in Krankenhäusern, Hotels, Büros u. dgl. als besonders brauchbar erwiesen. Als Beispiele für Großausführungen von solchen Heraklith-Zwischenwänden seien namhaft gemacht: Das Verwaltungsgebäude der I. G.-Farbenindustrie A. G. in Frankfurt/Main, der Erweiterungsbau der Allianz & Stuttgarter Verein, Versicherungs-AG. in Köln a. Rh. sowie das Haus des Reichs in Bremen.

Für nachträgliche Isolierung von bestehenden Ziegel- oder Bimswänden genügt die Anblendung einer $2^1/_2$ cm dicken Heraklithplatte vollkommen, um eine bedeutend bessere Schalldämmung zu erzielen. Die zusätzliche Schallisolierung beträgt hierbei 8 Phon bei einer Wand, die ursprünglich einen Schalldämmwert von 48 Phon aufwies. Diese zusätzliche Schallisolierung kann aber noch um rund 6 Phon dadurch erhöht werden, daß zwischen der bestehenden Wand und der Heraklith-Platte ein mindestens 4—5 cm dicker durchgehender Luftraum eingeschaltet wird.

Zur Isolierung des Körperschalldurchgangs bei Massivdecken hat sich ein 2 cm Magnesitestrich auf $2^1/_2$ cm dicken Heraklithplatten, wobei letztere in 2 cm verlängertem Zementmörtel verlegt wurden, besonders gut bewährt, da hierdurch das durchhörbare Gehen um rund 14 Phon verringert wurde. (Feststellungen aus dem „Gesundheitsingenieur" — „Über den Schallschutz durch Baukonstruktionsteile" — von Dr.-Ing. H. Reiher, Stuttgart).

Während die bis jetzt angezeigten Verwendungszwecke der Holzwolleplatten lediglich in bezug auf die Dämmung gegen Schalldurchgang wirksam sind, hat sich auf raumakustischem Gebiet (Schalldämpfung bzw. Schallregulierung) dieses Material — und zwar in unverputzter Anordnung — ebenfalls hervorragend bewährt. Dieser Anwendungsbereich ist durch das deutsche Anwendungspatent 600996 und durch gleichlautende Auslandspatente der Heraklith-Akustikplatte „Herakustik" geschützt.

Gegenüber der Heraklithplatte unterscheidet sich die Herakustikplatte dadurch, daß diese bedeutend leichter, also mit mehr Hohlräumen an der Oberfläche hergestellt wird als die zuerst genannte und daß durch eine gleichmäßige Gestaltung der Oberfläche das Material sich auch in dekorativer Hinsicht günstiger auswirkt. Bei dieser Platte tritt der auftreffende Schall in die offenen Poren ein, wobei die Energie der Schallwellen durch Reibung an den Kanalwänden in Wärme umgesetzt wird.

Die durchschnittlichen Schluckzahlen lauten für Herakustik

$2^1/_2$ cm 50%
$3^1/_2$ cm 60%
5 cm 70%

auf Grund des Ergebnisses mehrfacher wissenschaftlicher Prüfungen.

Das Material hat sich als besonders geeignet erwiesen

a) für die Lärmbekämpfung in Büros, Fabriken usw. Bereits eine Bekleidung der Deckenfläche mit „Herakustik" hat in den meisten Fällen zu einem durchgreifenden Erfolge geführt.

Das Reichsbahnausbesserungswerk in Dessau verwendete Herakustikplatten für Motorenprüfstände zur Abdämpfung des Geräusches und auch im Ausland hat man sich die entsprechenden Erfahrungen zunutze gemacht. So weisen auch der Verhandlungssaal des Polizeigerichts Banbury, Oxford und der Verhandlungssaal im Schwurgericht Prag-Pankraz eine Verkleidung mit Herakustik auf.

b) für die Nachhallregulierung in Kirchen, Versammlungsräumen und insbesondere Tonfilmtheatern.

Überall dort, wo eine tieffrequente Nachhallzeit erwünscht ist, wird mit „Herakustik" die angestrebte Wirkung dadurch erzielt, daß es, wie alle porösen Materialien, hauptsächlich die hohen Töne aufschluckt.

In den Fällen, bei denen eine frequenzunabhängige Nachhallzeit am Platze ist, wie speziell bei Tonfilmtheatern, werden durch eine in Theorie und Praxis erprobte Anordnung des Materials die tiefen Frequenzen intensiver erfaßt, so daß sich dadurch ein gleichmäßigeres Klangbild ergibt.

$2^1/_2$ cm „Herakustik" mit einem Abstand von 8 cm von der Wand schluckt

bei	128	246	512	1024	2048	4096 Hz.
	0,44	0,61	0,61	0,64	0,63	0,77

(Feststellungen durch das Institut für Schall- und Wärmeforschung in Stuttgart).

Welche Bedeutung die Herakustikplatte für die Praxis tatsächlich erlangt hat, geht, um auch hier nur einige Objekte zu erwähnen, daraus hervor, daß die Jahrhunderthalle in Breslau eigens für das diesjährig stattgehabte große Sängerfest mit Hera-

kustikplatten ausgestaltet wurde. Auch die Hörsamkeit der Stadthalle in Görlitz wurde auf gleiche Weise verbessert und nicht zuletzt haben die Herakustikplatten ihre Geeignetheit anläßlich der letzten Rundfunkausstellung in Berlin erneut bewiesen; wurde doch der große Sendesaal mit mehr als 4000 qm Herakustikplatten ausgekleidet. Neben den zahlreichen deutschen Lichtspieltheatern, die Herakustikplatten aufweisen, seien des Interesses halber einige markante ausländische Objekte besonders erwähnt, wie: Das neue Bata-Kino in Zlin als größtes Tonfilmtheater Mitteleuropas, das Auditorium maximum an der Wiener Universität, das Ciné Opera in Paris, das Ambassador Cinema, Slough, das Philips Electrical Cy. in Calcutta, das Cinema Teatro in Trieste, das Hibiya Cinama in Tokio, das Tonfilmtheater Atrium in Budapest und noch andere mehr.

Wenn heute aus Fachkreisen die Anregung gegeben wird, dem Ohr die Gleichberechtigung mit dem einseitig bevorzugten Auge zu verschaffen — Herr Prof. Waetzmann bringt diesen Gedanken in seiner Schrift „Schule des Horchens" in treffender Weise zum Ausdruck —, so können wir uns diesem Wunsche nur anschließen und würden es dankbar begrüßen, wenn die Forschung in enger Zusammenarbeit mit der Leichtbauplattenindustrie auch weiterhin die Wege suchen und finden würde, die zur vollkommenen Erreichung dieses Zieles führen.

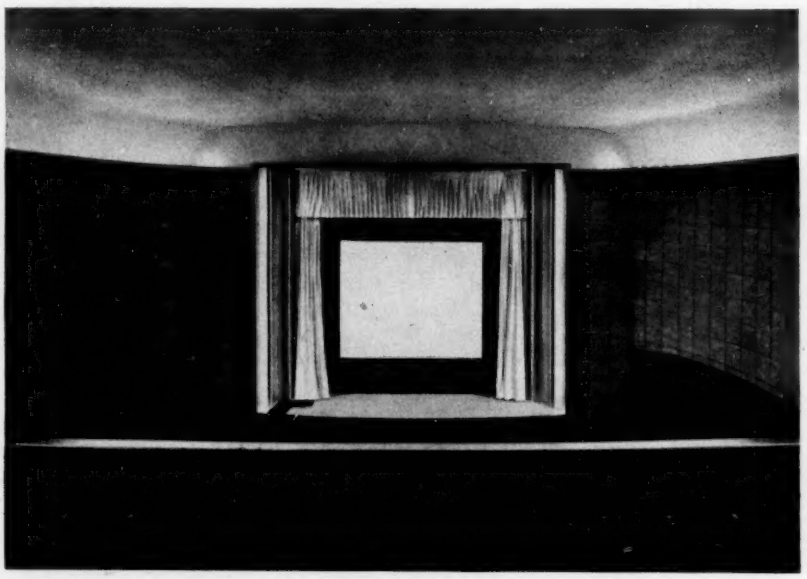
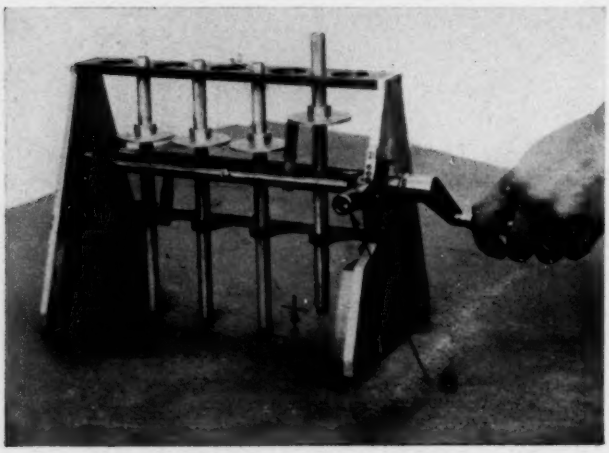


Abb. 6. Kurmark-Lichtspiele, Berlin-Borsigwalde. Seitenwände, Rückwände, und Balustrade mit quadratischen, normalfaserigen Herakustikplatten verkleidet

MITTEILUNGEN

Der Einfluß der Schallschluckung auf die durchgelassene Schallstärke bei Trittschallmessungen

Um einen Belag auf Trittschallisolierung zu prüfen, kann man prinzipiell 2 Wege einschlagen, entweder beansprucht man die Decke mit einer konstanten Fallenergie und mißt die durchgelassene Schallstärke mit einem objektiven Geräuschmesser oder man macht die Fallenergie veränderlich und bestimmt deren Größe im Moment, da die Reizschwelle des Ohres erreicht wird. Das erste Verfahren eignet sich besonders für alle diejenigen Decken, bei denen normales Herumgehen im Raume unterhalb wohl gehört wird, jedoch mehr oder weniger gedämpft (Unterschiede im Klangspektrum des durchgehörten Geräusches). Das zweite Verfahren ist für diejenigen Deckenkonstruktionen am Platze, bei denen normales Herumgehen überhaupt nicht mehr gehört wird.



Um festzustellen, ob bei Anwendung des zweiten Verfahrens die Schallschluckung des Hörraumes auf das Meßresultat einen Einfluß hat oder nicht, hat der Verf. Versuche durchgeführt, die in der Tabelle zusammengestellt sind. Der Hörraum ist 3,70 m hoch, Grundfläche 5,40 × 7,70 m, Decke 27 cm stark, Vollbeton, Wände 38 cm Backstein. Im ungedämpften Raum betrug der Nachhall etwa 6 Sekunden, im gedämpften Raum etwa $^1/_2$ Sek. Es wurden verschiedene Konstruktionen von schwimmenden Belägen untersucht in der Weise, daß das betreffende Mattenstück 50/60 cm auf die Massivdecke verlegt wurde, darüber eine Betonplatte von 5 cm Stärke. Auf die Betonplatte wurde das in der Abbildung ersichtliche Klopfgerät gesetzt. Die Messung erfolgt durch Einschneiden, indem die Fallhöhe h am Hebel a solange verstellt wird, bis die Reizschwelle durchschritten ist. Es kann eine Genauigkeit von etwa 10 cm/g entsprechend 2 mm Fallhöhe erreicht werden. Aus zahlreichen Messungen schließt der Verf., daß das Abhören von solchen Klopfgeräuschen weitgehend objektiv ist, da die verschiedensten Beobachter, sofern sie normales Gehör haben, gleich hören.

Aus den Messungen ist ersichtlich, daß eine Erhöhung der Reizschwellenenergie im gedämpften Raume nicht eintritt. Die Erklärung ist darin zu suchen, daß bei Erreichung der Reizschwelle nur noch der direkte Schallstrahl das Ohr trifft, weil jeder indirekte Strahl ja eine Verstärkung bringen würde, also noch nicht Reizschwelle geben könnte. Voraussetzung für die Versuche ist vollständige Stille, die in dem dem Verf. zur Verfügung stehenden Raume[1]) ideal erfüllt ist. Wohl können Schallstärken, die unter dem Schwellenwert liegen, summiert einen Überschwellenwert ergeben, deren Einfluß geht aber bestimmt in der Meßgenauigkeit ein. Damit ergibt sich das für die Praxis wichtige Ergebnis, daß bei Reizschwellenmessungen von Trittschall die Werte unabhängig von der Schallschluckung werden. Von besonderer Bedeutung ist diese Erkenntnis im Krankenhausbau, wo es unter Umständen wirklich darauf ankommt, so zu bauen, daß ein Kranker das Herumgehen über sich nicht mehr hört, während in den meisten andern Fällen, z. B. im Wohnungsbau, die Trittschallbeläge nur eine Dämpfung des Geräusches im Sinne einer Herabsetzung des Spektrumschwerpunktes bewirken müssen.

	Gewicht je m² in g	Stärke ungepreßt mm	E_0 cm/g Nachhall 6 sec	E_0 cm/g Nachhall $^1/_2$ sec
Holz 23 mm auf Korkplatte 20 mm ohne die 5 cm Betonplatte	14700	43	15	15
Schwammatte . .	1400	5	20	20
Korkspäne . . .	1150	8	40	80
Glasseide	1180	15	170	180
Kokosfaser . . .	2350	25	180	180
Kokosfaser . . .	2450	25	170	180
Korkschrotschüttung 50 mm	—	50	20	25

[1]) Die Messungen erfolgten im Luftschutzraum der Firma J. J. Rieter AG., Winterthur. Für die Überlassung des Raumes sei der Firma auch an dieser Stelle gedankt.

W. Pfeiffer

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

50.

Deutsches Patent Nr. 650039, patentiert ab 5. 2. 1935, ausgegeben am 14. 9. 1937

Tobis-Tonbild-Syndikat AG. in Berlin, Dipl.-Ing. Otto Körner

Verfahren zur magnetischen Schallaufzeichnung und -wiedergabe

Um die beim Magnettonverfahren durch die Hysteresis des Aufzeichnungsmagneten und des benutzten Aufzeichnungsmaterials bedingten Verzerrungen zu vermeiden, wird ein Gegentaktverfahren folgender Art vorgeschlagen (Abb. 1). Die aufzuzeichnende Wechselspannung wird entsprechend den bekannten Anordnungen im Gegentaktverstärker durch einen Transformator (1 u. 2) in zwei um 180° phasenverschobene Komponenten zerlegt und den Magneten (3, 4, 5 und 6) zugeführt. Durch die Batterien (7) werden gleichzeitig die beiden zugehörigen konstanten Magnetfelder, die gleiche Richtung und Stärke besitzen, erzeugt. Die so erhaltenen zwei phasenverschobenen Aufzeichnungen auf dem Stahlband (9) werden bei der Wiedergabe mit einer entsprechenden Anordnung phasenrichtig zusammengesetzt.

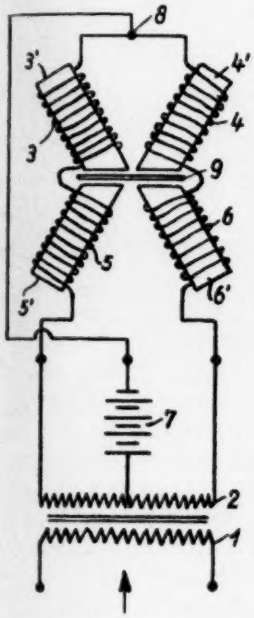


Abb. 1. Gegentaktaufzeichnungsverfahren für Magnetton

51.

Deutsches Patent Nr. 650116, patentiert ab 24. 2. 1935, ausgegeben am 26. 8. 1937

Radio Corporation of America in New York, VStA.

Stereophonographische Tonaufzeichnung

Nach dem Patentanspruch wird die an zwei verschiedenen Stellen des Schallfeldes, etwa an den Außenkanten einer Bühne, durch zwei Mikrophone aufgenommene Schalleistung über zwei Vorverstärker einem gemeinsamen Hauptverstärker zugeführt und in einer einzigen Tonspur aufgezeichnet. Von den beiden Vorverstärkern wird durch zwei Gleichrichter eine der Schalleistung am Orte des zugehörigen Mikrophons proportionale Gleichspannung erzeugt, mit deren Hilfe die in Abb. 2 (25) dargestellte Tonspur so verschoben wird, daß sie bei gleicher Lautstärke an beiden Mikrophonen in der Mitte läuft, bei größerer Lautstärke am rechten Mikrophon nach rechts und bei größerer am linken nach links verschoben wird. Bei der Wiedergabe werden zwei Lautsprecher benutzt, auf die die Energie je nach der Lage der Tonspur entsprechend verteilt wird. Da die Mikrophonströme in einer einzigen Tonspur aufgezeichnet werden und bei der Wiedergabe ihre Verteilung auf die beiden Lautsprecher nur nach der Lautstärke erfolgt, werden im Gegensatz zu den Anordnungen mit zwei getrennten Tonspuren die für die stereoakustische Wiedergabe wahrscheinlich wichtigen Phasenunterschiede zwischen beiden Mikrophonen allerdings nicht wiedergegeben.

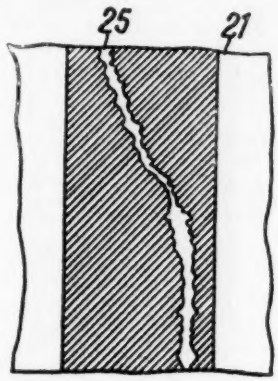


Abb. 2. Tonaufzeichnung für stereoakustische Wiedergabe

52.

Deutsches Patent Nr. 650465, patentiert ab 20. 12. 1935, ausgegeben am 23. 9. 1937

Askania-Werke AG. vormals Centralwerkstatt Dessau und Carl Bamberg, Friedenau in Berlin-Friedenau

Schallisolierung für kinematographische Aufnahmekameras

Zur Vermeidung von Schallstörungen durch die Aufnahmekamera bei Tonfilmaufnahmen soll die ganze Kamera sich in einem evakuierten Raum befinden, der gleichzeitig auch die zum Evakuieren notwendige Pumpe enthält, so daß auch deren Störgeräusche vermieden werden.

53.

Deutsches Patent Nr. 651133, patentiert ab 2. 2. 1934, ausgegeben am 8. 10. 1937

Radio Corporation of America in New York, VStA.

Tonaufzeichnung und -wiedergabeverfahren

Zur Regelung der Dynamik einer Schallplatte soll der Aufzeichnung eine tiefe Frequenz von etwa 20 Hz überlagert werden, deren Amplitudenänderung der gewünschten Dynamikregelung entspricht. Diese Hilfsfrequenz kann dann im Wiedergabeverstärker ausgesiebt, gleichgerichtet und zur Steuerung von Regelröhren benutzt werden.

SCHRIFTTUM

ARTHUR TABER JONES: **Theory of the Haskell Organ Pipe.** J. Acous. Soc. Amer. 8 (1937), S. 189.

Vor etwa 30 Jahren konstruierte der Amerikaner W. E. HASKELL eine besondere Art von Orgelpfeife, die bei gleichem Klangcharakter (vollständige Obertonreihe) und gleicher Frequenz bedeutend kürzer ist als eine gewöhnliche, offene Orgelpfeife. Diese Haskell-Pfeife besteht aus einer offenen Orgelpfeife der üblichen Art, in deren Pfeifenkörper ein am oberen Ende verschlossenes Rohr hineinragt, dessen Querschnitt halb so groß ist wie der des Pfeifenkörpers. Das verschlossene Ende des engeren Rohres liegt in der Ebene der Pfeifenmündung. Die Frequenz dieser Pfeife ist die gleiche wie die einer offenen Pfeife, deren Länge gleich ist der Summe der Länge des Pfeifenkörpers und des in denselben hineinragenden engeren Rohres.

In der vorliegenden Arbeit gibt der Verfasser eine theoretische Erklärung für das Verhalten der Haskell-Pfeife. Er stellt für die drei Räume innerhalb des Pfeifenkörpers, die durch das Einführen des engeren Rohres entstehen, drei Gleichungen für die Elongation der Luftteilchen auf und erhält nach Berücksichtigung der Grenzbedingungen die Gleichung

$$\sin k(a + 2b) = 0.$$

Dabei bedeutet b die Länge des inneren Rohres oder des das innere Rohr umgebenden Pfeifenteils und a die Länge des übrigen Pfeifenkörpers. Das ist aber der bekannte Ausdruck, aus dem man die Frequenzen einer beiderseitig offenen Pfeife berechnet, welche die Länge (a + 2b) besitzt.

Die Theorie wurde an zwei Haskell-Pfeifen nachgeprüft. Der Winddruck wurde so eingerichtet, daß beide Pfeifen ihren normalen Ton gaben, und blieb während des Versuchs unverändert. Die Frequenz des Grundtones und der Obertöne wurde mit Hilfe von Stimmgabeln bestimmt. Der Verfasser ermittelte die Längenkorrektur am Pfeifenmaul und an der Pfeifenmündung und fand, daß die Änderung der Korrektur durch das Hineinbringen der engeren Röhre in den Pfeifenkörper zu vernachlässigen ist. Das Experiment ergab eine gute Bestätigung der Theorie. Die Abweichung der nach der Theorie berechneten von der gemessenen Frequenz der beiden Pfeifen blieb unter 0,8%

K. TH. KÜHN

P. CHAVASSE, **La Téléphonométrie.** Ann. Postes Télégr. 12 (1936) S. 1083.

Im Rahmen eines Vortrags über die grundlegenden Messungen an Telephonanlagen werden die Einrichtungen und Meßverfahren des S.F.E.R.T.-Eichkreises (Système fondamental européen de référence pour la transmission téléphonique) besprochen.

H. KÖSTERS

Akustisches Schrifttum
in Zeitschriften des Jahres 1936

Bearbeitet von **K. Patermann**

(Fortsetzung und Schluß.)

10. Tonfilm- und Magnettontechnik

Der Ton wird Schrift, die Schrift wird Ton. Funkschau **1936**, Nr. **47**, S. **372**.

Zur Geschichte der Mehrzackenschrift. C. FORCH. Kinotechn. **18** (**1936**), Nr. **5**, S. **73**—**74**.

„Eurocord", die naturgetreue Tonaufzeichnung der Klangfilm. Filmtechn. **12** (**1936**), Nr. **17**, S. 209 bis **211**.

Philips-Miller System of sound recording. R. VERMEULEN. Philip's Techn. Rev. **1** (**1936**), Nr. 4, S. **107**—**114**; Bull. Soc. franc. Photogr. Cinématogr. **23** (**1936**), S. **210**—**226**. A. TH. VAN URK. Philip's Techn. Rdsch. **1** (**1936**), Nr. **5**, S. **135**—**141**; Radio-Science **1936**, Nr. **6**; Funkschau **1936**, Nr. **37**, S. **289**—**290**. C. J. DIPPEL. Philip's Techn. Rdsch. **1** (**1936**), Nr. **8**, S. **230**—**235**.

Der Stichel zur Tonaufzeichnung nach dem Philips-Miller-System. A. CRAMWINCKEL. Philip's Techn. Rdsch. **1** (**1936**), Nr. **7**, S. **211**—**214**.

A sound-picture reproducing system for small theaters. G. PULLER. J. Soc. Motion Picture Engr. **27** (**1936**), S. **582**—**589**; Bell Teleph. Lab. Monogr. B-965.

Über die Ableitung und den Zusammenhang einiger Funktionen der Tonfilmtechnik. A. NARATH. Kinotechn. **18** (**1936**), Nr. **11**, S. **177**—**180**.

On the distortion in sound reproduction from films. M. V. LAUFER. J. techn. Physik **6** (**1936**), Nr. **1**, **6**, S. **41**—**46**, **1064**—**1070**.

Elemination of splice noise in sound-film. E. J. SPONABLE. J. Soc. Motion Picture Engr. **26** (**1936**), S. **136**—**144**.

Die Doppeltonmethode zur Verzerrungsmessung und ihre Anwendung im Tonfilm. A. NARATH. Telefunken-Z. **17** (**1936**), Nr. **73**, S. **57**—**68**.

A new method of increasing the volume range of talking motion pictures. N. LEVINSON. J. Soc.

Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 111—116; Kinotechn. 18 (1936), S. 99—100.

Servicing sound motion picture reproducing equipment. C. E. Aiken. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 154—157.

Progress in sound pictures. C. Dreher. Electronics 9 (1936), Nr. 6, S. 7—10.

Cineradiography. R. J. Reynolds. J. Inst. electr. Engr. 79 (1936), Nr. 478, S. 389—400.

Psychological and dramatic possibilities of high-volume recordings for musical pictures. V. Schertzinger. J. Soc. Motion Pictures Engr. 26 (1936), S. 661—665.

Trends in 16 mm projection, with special reference to sound. A. Schapiro. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 89—94.

Contributions of telephone research to sound pictures. E. C. Wente. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 188—194.

Tonfilmanlage für den Schmalfilm-Amateur. F. Zipfel. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 11, S. 419—424; Funk 1936, Nr. 22, S. 693—699.

Die Eignung der verschiedenen Arten lichtelektrischer Zellen für die Tonfilmtechnik. P. Kotowski. Telefunken-Z. 17 (1936), Nr. 74, S. 18 bis 27.

Film graving method used in France. Electrician 117 (1936), Nr. 3054, S. 733.

Some instruments used in the recording of sound on film. R. A. Bull. J. sci. Instruments 13 (1936), Nr. 2, S. 37—46; Kinotechn. 18 (1936), Nr. 12, S. 199.

A sound-recording apparatus for talking-picture films. A. F. Shorin. Izv. Elektroprom. Slab. Toka 1936, Nr. 5, S. 47—58.

New high-vacuum cathode ray tubes for recording sound. M. v. Ardenne. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 195—200.

Tonaufzeichnung mittels ultra-violettem Licht. Kinotechn. Rdsch. 18 (1936), Nr. 13, S. 1.

Improved resolution in sound recording and printing by the use of ultra-violet light. G. L. Dimmick. J. Soc. Motion Picture Engr. 28 (1936), S. 476, 27 (1936), S. 168—178.

Enregistrement sur fil d'acier ou sur cire des programmes radiophoniques. P. Decaux. Sci. et Vie, April 1936.

Delay apparatus using magnetic recording. K. Nagai, J. Nishimura & Y. Hashimoto. Nippon electr. Communic Engr. 1936, Nr. 2, S. 143—149.

The new steel tone tape machine. Electr. Communic 13 (1936), Nr. 1, S. 62—69.

Tonaufnahmegerät mit Stahlband als Tonträger. Z. VDI 80 (1936), Nr. 35, S. 1090—1091.

Die neue Stahlton-Bandmaschine. Elektr. Nachr.-Wesen 15 (1936), Nr. 1, S. 63—71; Lorenz-Ber. 1936, Nr. 1, S. 49—60.

Das Magneton-Instrument. Funk 1936, Nr. 9, S. 275 bis 276; Funktechn. Mh. 1936, Nr. 5, S. 195 bis 196.

Neue Möglichkeiten der Tonfilm-Aufnahme durch Mehrbandspieler. Fernsehen 7 (1936), Nr. 7, S. 51—53. Schwandt. Funk 1936, Nr. 11, S. 331—333.

Der „mechanische Klirrfaktor" beim Lichttonfilm. P. Hatschek. Fernsehen 7 (1936), Nr. 1, S. 3—4.

L'emploi du phonogramme dans l'enregistrement des communications téléphoniques. Rev. Téléph. Télégr. 14 (1936), Nr. 152, S. 841—846. T. Korn. Rev. Téléph. Télégr. 14 (1936), Nr. 153, S. 907 914. P. Hémardinquer. Nature, Paris 1936, S. 253.

Measurements of speed fluctuations in sound recording and reproducing equipment. E. W. Kellog and A. R. Morgan. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, 4, S. 236, 271—280.

Bemerkungen zur Tonsensitometrie. H. Frieser u. H. Linke. Kinotechn. 18 (1936), S. 346—350; Z. wiss. Photogr. 35 (1936), S. 234—236.

Dynamikgeregelte Verstärker und Klartonsteuerungen. W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 2, S. 47—73.

Ein neues Gerät zur periodischen Wiederholung von Schallaufzeichnungen. H. J. von Braunmühl. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 1, S. 36—39.

Einfluß der Schrägstellung des Spaltes bei Intensitätsschrift. P. Schrott. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 8, S. 275—279.

Der heutige Stand der drahtlosen Tonbildempfangstechnik. W. Scholz. Fernsehen 7 (1936), Nr. 4, S. 25—28.

Die Gegentakttonaufzeichnung mittels Sprossenschrift. J. Mayer. Kinotechn. 18 (1936), Nr. 2, S. 21—24.

Recent progress in the acoustics of sound recording and reproduction for motion pictures. F. L. Hunt. Rev. sci. Instruments 7 (1936), Nr. 9, S. 323 bis 328.

Nachträgliche Tonfilmmischung durch Mehrbandspieler. W. Dieffenbach. Rdsch. techn. Arbeit 1936, Nr. 32, S. 3.

11. Schallplatten und Tonabnehmer

Die Selbstaufnahme von Schallplatten. W. Steinbrenner. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 11, S. 425 bis 430; Funk 1936, Nr. 22, S. 705—710.

Schallplatten-Selbstaufnahmegerät. Radiohändler 13 (1936), Nr. 8, S. 285—286.

Neuartige Selbstaufnahme-Schallplatte (Decelith). Helios, Lpz. 42 (1936), S. 1195.

Sur un récepteur automatique destiné à la culture physique de la mémoire. L. Routin. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), S. 1661.

Neue Tonaufzeichnungen insbesondere für die Selbstaufnahme. E. Nesper. Phonogr. u. Radio-Z. 17 (1936), Nr. 22, S. 384—388.

Physikalische und technische Probleme bei der mechanographischen Tonaufzeichnung. P. Hatschek. Kinotechn. 18 (1936), Nr. 22, S. 364—367.

Schallplattenwiedergabe und -aufnahme auf der Funkausstellung 1936. P. Hatschek. Radiohändler 13 (1936), Nr. 20, S. 721—722.

Mechanical reversed — bias light-valve recording. E. H. Hansen & C. W. Falukner. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 117—127.

Über die Aufnahme und Wiedergabe von Schallplatten. E. Fuhrhop. Phonogr.- u. Radio-Z. 37 (1936), Nr. 12, S. 193—196.

Sound recording. S. R. Eade. Wirel. Wld. 39 (1936), S. 564—567, 593—595.

Combining the outputs of pick-ups and microphones. W. T. Cocking. Wirel. Wld. 39 (1936), S. 893.

Les procédés d'enrégistrement utilisés en radiodiffusion. M. Adam. Nature, Paris 1936, S. 220.

Experiments in home recording. R. W. Bradford. Wirel. Wld. 39 (1936), S. 326—328.

Die Selbstaufnahme von Nadeltonfilmen unter besonderer Berücksichtigung des Gleichlaufproblems. J. Kessler. Funk 1936, Nr. 18 u. 19, S. 579—583, 609—613.

Harmonic distortion in variable-density record. B. F. Miller. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 475—476; 27 (1936), S. 302—314.

The acoustic design of music-scoring stages. C. M. Mugler. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 476.

Schallplatten für elektroakustische Versuche. Fr. Vogel u. A. Haag. Siemens-Z. 16 (1936), Nr. 10, S. 403—405.

Recent improvements in the variable-width recording system. B. Kreuzer. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 562—574.

Flutter in sound records. T. E. Shea, W. A. MacNair & V. Subrizi. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 236.

Das neue Tonaufzeichnungssystem der RCA mit ultraviolettem Licht. Kinotechn. 18 (1936), Nr. 17, S. 287. M. C. Batsel & E. W. Kellog. RCA Rev. 1 (1936), S. 3—32. J. Frank. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 99—104. B. Kreuzer. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 476—477.

Glass grammophone records. H. J. v. Braunmühl. Wirel. Wld. 39 (1936), S. 569—570.

Lichtgrammophone in England. P. Hatschek. Radiohändler 13 (1936), Nr. 22, S. 797—798.

A new rotary stabilizer sound head. F. J. Loomis & E. W. Reynolds. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 575—581.

Ein neuer Siemens-Tonabnehmer. Siemens-Z. 16 (1936), Nr. 12, S. 508—509.

Tonabnehmer und Lautsprecher nach VDE-Bestimmungen. K. Harnisch u. K. Gebhardt. Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 49, S. 1421—1423.

Sound-on-disc. Electronics 9 (1936), Nr. 10, S. 6 bis 10, 48.

A device for mechanical sound recording and the field for its application. A. F. Shorin. Izv. Elektroprom Slab. Toka 1936, Nr. 1, S. 32—37.

Verbesserte Wiedergabe von Schallplatten. F. N. G. Leevers. Wirel. Wld. 38 (1936), S. 402—403.

Vorteile und Nachteile bei der Tonabnahme. H. F. Strödecke. Kinotechn. 18 (1936), Nr. 21, S. 350—351.

Die Entzerrung des magnetischen Tonabnehmers. Funktechn. Vorwärts 6 (1936), Heft 6, S. 10—11.

Ein umschaltbares Nadelgeräuschfilter. J. Kessler. Funk 1936, Nr. 23, S. 727—730; Funktechn. Mh. 1936, Nr. 12, S. 463—466.

12. Akustik in der Wehrtechnik

Schalltarnung. N. Pawlowitsch. Morskoi Sbornik, Leningrad Mai 1936, S. 12—19.

Die Schallgeschwindigkeit in freier Luft. T. J. Kukkamäki. Z. Vermess.-Wes. 1936, Nr. 9, S. 292—294.

Über das Schallfeld einer rotierenden Luftschraube. L. Gutin. Physik Z. Sowjetunion 9 (1936), S. 57 bis 71.

A silent airscrew. Shell aviation News Jan. 1936, Nr. 55, S. 25.

On the relation between the performance and the loudness of sound of on airscrew. S. Kawada, Y. Obata, U. u. Y. Yosida. Rep. Aeron. Res. Tokio 11 (1936), Nr. 141, S. 341—366.

Zur Theorie der Detonationsvorgänge. W. Finkelnburg. Z. ges. Schieß- u. Sprengstoffwes. 31 (1936), Nr. 4, S. 109—114; Ann. Physik (5) 26 (1936), Nr. 2, S. 116—120.

Überhöhte Detonationsgeschwindigkeiten. W. Friedrich. Z. ges. Schieß- u. Sprengstoffwes. 31 (1936), S. 252—256, 288—293.

Beitrag zur Theorie der Explosionen. M. Majrich. Mém. Art. franç. 1936, Nr. 58, 2. Bd., S. 367—378.

Über die Detonation von Sprengstoffen und die Beziehung zwischen Dichte und Detonationsgeschwindigkeit. A. Schmidt. Z. ges. Schieß- u. Sprengstoffwes. 31 (1936), S. 8—13, 114—118, 149—153, 183—187, 248—258, 284—288.

Zur Theorie der Detonation. G. Schweikert. Z. ges. Schieß- u. Sprengstoffwes. 31 (1936), S. 320—322.

Der Mündungsknall. M. Terazawa, M. Tamano, S. Hattori. Mém. Art. franç. 1936, Nr. 58, S. 587—642.

Direction finding by sound. W. S. Tucker. Nature, London 138 (1936), S. 111—118.

Das Horchen im Luft-, U-Boots- und Erdminenkrieg. Frederico. Riv. Fant. 1936.

Die charakteristischen Merkzeichen der Trichter von Horchgeräten. R. Buzkiewicz. Przegl. Art. Warschau 1936, S. 476—493.

Schallmeßgeräte zum Anschneiden von Flugzeugen. Deics. Militarais Apskats, Riga 1936, S. 1611 bis 1625.

Horchgeräte für Feststellung der Flugzeuge. G. Guasco. Riv. Art. Gen. Erg.-Heft Okt. 1936, S. 93—143.

Der Horchdienst und die Flugzeug-Geräusche. G. Jacquet. Rev. Arm. Air 1936, Nr. 88, S. 1237 bis 1240.

Reduction of aeroplane noise and vibration. C. J. Spain, D. P. Loye & E. W. Templin. Amer. Soc. mech. Engr., Trans. 58 (1936), Nr. 6. S. 423 bis 431; Bell Syst. techn. J. 15 (1936), Nr. 4, S. 626—627.

Die Art der Betätigung und die Beschreibung der Empfänger an Horchgeräten zur Flugabwehr. Przegl. Art., Warschau April 1936.

Schwingungsmeßgeräte in Flugzeugen. H. W. Koch. Z. techn. Physik 16 (1936), Nr. 12, S. 613.

Propeller crankshaft-vibration problems. H. H. Couch. Mech. Engng. 58 (1936), S. 215—221.

Schalldämpfung Bréguet-Wibault 670. Interavia 1936, Nr. 309, S. 4.

13. Echolote

Echo sounding: new british admiralty recorder echo sounders. Hydrographic Rev. 13 (1936), S. 78 bis 87, 106—113.

Echolot für Hochseefischerei und Navigation. Dtsch. Fischerei-Rdsch. 1936, S. 49—51.

Horchgeräte für die Schiffsnavigation. W. Packer. Schiffbau 37 (1936), Nr. 17, S. 295.

Echo-Lot. Ausrüstung für Schiffe. J. F. Hutchings. Engineer 1936, Nr. 4177, S. 135—136.

14. Lärm- und Erschütterungsabwehr

La lutte contre le bruit. Recherches et inventions 17 (1936), Nr. 260.

Fortschritte in der Schall- und Erschütterungstechnik. E. Meyer. Z. VDI 80 (1936), Nr. 5, S. 123—136.

Schwingungs- und Schalldämpfung Gummifedern und ihre Wirkungsweise. K. Oeser. Arch. Wärmewirtsch. 17 (1936), S. 21—23.

Grundlagen der Lärmabwehr. Forschg. u. Fortschr. 12 (1936), Nr. 1, S. 12.

Praktische Wege der Lärmabwehr. K. W. Wagner. Forschg. u. Fortschr. 12 (1936), Nr. 3, S. 41—43.

Beurteilung schalltechnischer Maßnahmen. Werner. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 3/4, S. 21—23.

Anti-vibration mountings. Flight 29 (1936), S. 435.

Erschütterungsschutz von Bauwerken. Baugilde 18 (1936), S. 483—484.

Grundsätzliches über die Dämmung von Schwingungen. W. Zeller. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 1/2, S. 1—4.

Die Entwicklung der Schalldämmung für Gebäudedecken in den letzten 15 Jahren. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 1/2, S. 12—16.

Zur Ermittlung der Grundschwingungszahlen von durchlaufenden Trägern. W. Mudrak. Ing.-Arch. 7 (1936), S. 51—55.

Transient torsional vibrations. W. A. Tuplin. Engineering 141 (1936), S. 154—156, 221—222.

Der Einschwingvorgang bei Erschütterungsmeßgeräten. H. W. Koch u. W. Zeller. Z. Geophysik 12 (1936), Nr. 5/6, S. 220.

Schwingungsmeßverfahren und ihre Anwendung in der Praxis. H. W. Koch u. W. Zeller. Z. VDI 80 (1936), Nr. 48, S. 1440—1446.

Die Dämpfung mechanischer Schwingungen. A. Cramwinckel, C. J. Dippel u. G. Heller. Philip's Techn. Rdsch. 1 (1936), Nr. 12, S. 374—377.

Silence within How the cabins of modern aeroplanes are sound-proofed. Flight 29 (1936), S. 348—350.

In search of silence. Flight 29 (1936), S. 272—276.

Flutter. M. Rauscher. Aviation 35 (1936), Nr. 1, 2, 4, 5, S. 20—22, 26—29, 18—20, 27—29.

Über das Schallfeld einer rotierenden Luftschraube. L. Gutin. Physik. Z. USSR 9 (1936), Nr. 1, S. 57—71.

On the directional properties of airscrew sound. J. Obata, Y. Yodita u. U. Yosida. Rep. aeron. Res. Inst., Tokyo 11, 2 (1936).

Performance and loudness of sound of an airscrew. J. Obata, S. Kawada, Y. Yosida u. U. Yosida. Tokyo Univ. Aeronaut. Res. Inst. 11, 9 (1936), Nr. 141, S. 341—366.

Measurement of aircraft vibration during flight. C. S. Draper u. G. P. Bentley. I. Aeron. Soc. 3 (1936), S. 116—121.

Zur Entstehung des Luftschraubengeräusches. W. Ernsthausen. Luftf.-Forschg. 13 (1936), Nr. 12, S. 433—440.

Development in aircraft sound control. H. Bruderlin u. E. Wheaton. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 27.

Mathematischer Beitrag zur Theorie der Flügelschwingungen. v. Bosbely. Z. angew. Math. Mech. 16 (1936), S. 1—4.

Zur Frage der selbsterregten Flügelschwingungen. Ermittlung der britischen Geschwindigkeit durch Flugschwingungsversuche. B. v. Schlippe. Luftf.-Forschg. 13 (1936), S. 41—45.

Schwingungsmeßgeräte in Flugzeugen. H. W. Koch. Z. techn. Physik 16 (1936), Nr. 12, S. 613.

Propeller crankshaft — vibration problems. H. H. Couch. Mech. Engng. 58 (1936), S. 215—221.

A technique for studying the efficiency of panel damping materials. J. S. Parkinson & P. O. Young. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 281—286.

Leichtbau- und Isolierplatten und verwandte Bauelemente auf der Leipziger Herbstbaumesse 1936. W. Hahn. Gesundh.-Ing. 59 (1936), Nr. 12, S. 173—175.

L'isolation thermique et l'isolation phonique. A. Kessler. Techn. mod., Paris 28 (1936), S. 297.

Matériaux dits insonores: le plomb, auxiliaire important de la lutte contre les bruits. J. Mahul. Génie civ. 109 (1936), S. 329—331.

Über die Anwendung isolierender Baustoffe in elektrischen Anlagen. H. Passavant. Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 52/53, S. 1509—1512.

A magneto-elastic source of noise in steel telephone wires. W. O. Pennell & H. P. Lawther. Bell Syst. techn. J. 15 (1936), Nr. 2, S. 334—339.

Vibration d'une ligne électrique occasionnée par la vibration des ses supports. M. Martin. Bull. Soc. franç. Electr. 6 (1936), Nr. 71, S. 1138 bis 1146.

Cable vibration — methods of measurement. J. S. Corroll & J. A. Koontz. Electr. Engng. 55 (1936), Nr. 5, S. 490—493.

Messungen von Schwingungen an Freileitungen. P. Feistner. Elektr.-Wirtsch. 35 (1936), Nr. 4, S. 83—86.

Schwingungen elastischer Seile. R. Höger. Z. angew. Math. Mech. 16 (1936), S. 109—116.

Schall-Isolierungen im Erweiterungsbau des Staatlichen Schauspielhauses in Berlin. K. Müller. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 3/4, S. 24—25.

Investigation of the sound absorbivity of portland cement concretes. F. R. Watson. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 68.

Sound absorbing value of portland cement concrete. Watson, F. R. Kernon & C. Morrisol. J. amer. concrete Inst. 7 (1936), S. 659, 671.

Beispiele für das Verhüten von Schwingungen in Maschinengründungen. Arem. Werkst.-Techn. 30 (1936), S. 34—35.

Dämmung schwerer Hammeranlagen gegen Erschütterungsfortleitung. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 1/2, S. 9—10.

Über die Dämpfung bei Maschinensockeln. Z. VDI 80 (1936), S. 139.

Verminderung des Lärmes in Kesselschmieden. Silbereisen. Bahning. 53 (1936), Nr. 11, S. 198 bis 199.

Comfort in air travel. St. J. Zand. J. Roy. aeron. Soc. 40 (1936), Nr. 307, S. 524—556.

Etude des comfort à bord des avions de transport et application pratique à un appareil. St. J. Zand & G. Perot. Aerotechn. 15 (1936), Nr. 16, S. 59.

Geräuschfragen bei Kraftfahrzeugen. W. Kamm u. O. Hoffmeister. Kraftfahrtechn. Forschungsarb. 1936, Nr. 3, S. 11—12.

Abdämmung der durch maschinelle Anlagen hervorgerufenen Erschütterungen und Geräusche in einem modernen Hotel. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 5/6, S. 41—42.

Betrachtungen über Schwingungsdämpfer. E. Hahnkamm. Jb. schiffbautechn. Ges. 37 (1936), S. 381—398.

Zur Physik der Schiffsstabilisierung. W. Spaeth. Schiffbau 37 (1936), Nr. 3, S. 37—42.

Schlingerkiel-Dämpfungs-Versuche in einem nicht fahrenden Schiffsmodell. C. v. d. Steinen. Jb. schiffbautechn. Ges. 37 (1936), S. 112—126.

Lärmbekämpfung in Fabrikbetrieben. E. Lübcke. Masch.-Bau 15 (1936), Nr. 5/6, S. 145—148.

Methoden und Ergebnisse von Schalluntersuchungen bei elektrischer Energieumsetzung. E. Lübcke. Elektrotechn. u. Maschinenb. 54 (1936), Nr. 39, S. 457—464; Elektrotechn. Z. 57 (1936), S. 1239.

Application of elastic suspensions to high speed newspaper presses. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 66—67.

Hochseemeßfahrt. Schwingungs- und Beschleunigungsmessungen. F. Horn. Jb. schiffbautechn. Ges. 37 (1936).

Schwingungsuntersuchungen an Walzenschleifmaschinen. O. Emicke & H. Benad. Z. VDI 80 (1936), Nr. 38, S. 1159—1162.

The noise problem in the application of fans. K. D. McMahan. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 204—212.

Automotive quieting. E. F. Norris. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 100—103.

Subsidiary whirling of rotors due to speed oscillation. D. Robertson. Philos. Mag. (7) 21 (1936), Nr. 140, S. 474—501.

Vortex noise from rotating cylindrical rods. E. Z. Stowell & A. F. Denning. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 190—198.

Gear noises causes and corrections. W. E. Sykes. Mech. Engng. 7 (1936), S. 423.

Schall- und Erschütterungsschutz für eine Diesel-Anlage. Schalltechn. 8 (1936), Nr. 1/2, S. 10—12.

The role of acoustical measurements in machinery quieting. E. J. Abbott. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 2, S. 133—142.

Quietening machinery. E. J. Abbott. Mech. Engng. 58 (1936), S. 713—723.

Erschütterungsfreie Bettung für Straßenbahnschienen. Verkehrstechn. 17 (1936), S. 146.

Die Baustoffdämpfung in den Wellen leichter Triebwerke. I. Neugebauer. Luftf.-Forschg. 13 (1936), S. 57—60.

Versuche über die Knicksicherheit und die Grundschwingungszahl vollwandiger Bogen. C. F. Kollbrunner. Bautechn. 14 (1936), S. 186—188.

Die Bestimmung der vertikalen elastischen Beanspruchung einer Straße durch Lastkraftwagen aus den gemessenen Erschütterungen. F. Meister. Straßenbau 27 (1936), S. 110—115.

Die Ermittlung der Massenträgheitsmomente durch Schwingungsversuche. Ein Beitrag zur Dynamik des Laufs von Eisenbahnfahrzeugen. H. Baumann. Org. Fortschr. Eisenbahnwes. 91 (1936), S. 101—124.

15. Physiologische Akustik

Aus dem Grenzgebiet der physikalischen und der physiologischen Akustik. F. Trendelenburg. Forschg. u. Fortschr. 12 (1936), Nr. 35/36, S. 445—447.

Die Empfindlichkeit des Menschen gegen Erschütterungen. H. Reiher. Z. VDI 80 (1936), S. 136—137.

Psychophysiological acoustics: pitch and loudness. S. S. Stevens & H. Davis. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 238; 8 (1936), Nr. 1, S. 1—13.

Physiologie und Physik der Geräusche. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 27 (1936), Nr. 17, S. 495—497.

Über die Technik des Hörens, Prüfung der Unterscheidungsmöglichkeiten des Ohres. Funk 1936, Nr. 21, S. 678—679.

Artificial ear. Electronics 9 (1936), Nr. 11, S. 72.

Articulation testing by bone conduction. N. A. Watson. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 65.

Die Häufigkeit von Buchstaben- und Lautkombinationen. E. Zwirner u. K. Zwirner. Forschg. u. Fortschr. 12 (1936), Nr. 23/24, S. 286—287.

Technisches von der menschlichen Stimme. F. Wethlo. Rdsch. Techn. Arbeit 1936, Nr. 46, S. 5.

Persistence of sensation of speech. M. Marro. Philos. Mag. (7) 22 (1936), S. 847—854.

Deviations in the loudness judgments of 100 people. J. C. Steinberg & W. A. Munson. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 2, S. 71—80.

Theoretischer und experimenteller Vergleich von Hörschwellenmessungen. E. Waetzmann u. L. Keibs. Akust. Z. 1 (1936), S. 3—12.

Hörschwellenbestimmungen mit dem Thermophon und Messungen am Trommelfell. E. Waetzmann u. L. Keibs. Ann. Physik (5) 26 (1936), Nr. 2, S. 141—144.

Über Symmetrie- und Erblichkeitsfragen am menschlichen Gehörorgan. E. Waetzmann. Akust. Z. 1 (1936), S. 155—159; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 549—553.

Sprachuntersuchungen mit Siebketten und Oszillograph. Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 46, S. 1324.

Sprachuntersuchungen mit Siebketten und Oszillograph. F. Trendelenburg u. E. Franz. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 15 (1936), S. 78—94; Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 46, S. 1324.

Physico-phonetical studies of dialects of the northeastern districts of Japan. J. Obata & A. Amemiya. Proc. Imp. Acad., Tokyo 12 (1936), Nr. 4, S. 85—87.

Physical nature of certain of the vibrating elements of the internal ear. C. S. Hallpike, C. S. Hartridge & A. F. Rawdon-Smith. Nature, Lond. 138 (1936), Nr. 3498, S. 839—840.

The effect of phase-change on the cochlea. H. Hartridge. Proc. Physic. Soc. 48 (1936), Nr. 264, S. 145—152.

Observations bearing on the physiology of the human cochlea. St. R. Guild. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 237.

Studies of the vibro-tactile senses as means for determining direction. R. H. Gault. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 65.

Das Ohr als Schallempfänger. A. Forstmann. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 6, S. 215—222; Funk 1936, Nr. 3, 4, S. 65—68, 114—118.

Zur Physik des Mittelohres und über das Hören bei fehlerhaftem Trommelfell. G. v. Békésy. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 1, S. 13—23.

Fortschritte der Hörphysiologie. G. v. Békésy. Akust. Z. 1 (1936), S. 128—134; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 522—528.

Selective amplification aids to hearing. V. O. Knudsen, L. W. Sepmeyer & N. A. Watson. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 235.

Hearing aids for the deaf. T. S. Littler. J. sci. Instruments 13 (1936), Nr. 5, S. 144—155; Wirel. Wld. 38 (1936), S. 380—382.

Über die Hörschwelle und Fühlgrenze langsamer sinusförmiger Luftdruckschwankungen. G. v. Békésy. Ann. Physik (5) 26 (1936), Nr. 6, S. 554—566.

Frequenzspektrum und Tonerkennen. W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte. Ann. Physik (5) 25 (1936), Nr. 5, S. 433—449.

Höruntersuchungen von Einschwingvorgängen bei elektroakustischen Übertragungssystemen. W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 1, S. 1—12.

The psychophysics of frequency modulation. D. A. Ramsdell. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 236.

On the nature of aural Harmonics. S. S. Stevens u. E. B. Newman. Proc. Nat. Acad. Sci., U.S.A. 22 (1936), S. 668—672.

Die Erkennbarkeit einander ablösender und ergänzender Tonimpulse. P. Kotowski. Telefunkenztg. 17 (1936), Nr. 72, S. 57—61.

Steady-state and transient aspects of vowel production. Don Lewis. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 68.

Vocal resonance. D. Lewis. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 2, S. 91—99.

Synthesizing speech. H. Dudley. Bell Lab. Rec. 15 (1936), Nr. 4, S. 98—102.

On the persistance of the sensation of speech. M. Morro. Philos. Mag. (7) 22 (1936), S. 847—854.

Magic voice. C. O. Caulton, E. T. Dickey u. S. V. Perry. Radio Engng. Okt. 1936, S. 8.

Die Lautstärke von Knackfolgen. W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte. Hochfr. Elektroakust. 47 (1936), Nr. 2, S. 33—37.

Certain subjective phenomena accompanying a frequency vibrato. W. E. Kock. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 23—25.

Nature of tonal brightness. E. G. Boring u. S. S. Stevens. Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A. 28 (1936), S. 514—521.

Changes of pitch with loudness at low frequencies. W. B. Snow. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 238; 8 (1936), Nr. 1, S. 14—19.

The relation between loudness and masking. H. Fletcher. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 238.

Sound waves and the auditory sensation. R. Taguti. Japan. J. Physics 11 (1936), Nr. 1, S. 12.

Moving picture of the vocal cords in operation. J. Tiffin. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 68.

Physiological acoustics; pitch. H. Davis, S. S. Stevens & M. H. Lurie. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 237—238.

On the electrical excitability of the auditory organ on the effect of alternating currents on the normal auditory apparatus. G. V. Gersuni & A. A. Volokhov. J. exper. Psychol. 19 (1936), S. 370—382.

Rearranging speech spectra for tactile recognition. L. D. Goodfellow. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 65.

The position of pure tone stimulation of the basilar membrane. J. C. Steinberg. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 238.

16. Musik-Instrumente

Musical instruments and acoustical science. W. B. White. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 62—63.

New vantage grounds in the psychology of music. C. E. Seashore. Science, New York 84 (1936), S. 517—522.

Adjustable resonators and future application to orchestration. W. O. Osborne. Nature, London 138 (1936), S. 1059.

The study of the duration of contact of a pianoforte string with a hard hammer striking near the end. S. C. Dhar. Indian J. Physics Proc. Indian Ass. Cultivat. Sci. 10 (1936), Nr. 4, S. 305—311.

Elastic impact of a pianoforte hammer. R. N. Ghosh. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 254—260.

Neuere Untersuchungen an Flügeln. M. Grützmacher u. W. Lottermoser. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 2, S. 49—58.

Method of striking piano key has no effect on tone. Weyl. Sci. News-Letter 29 (1936), S. 86.

Experimentelle Untersuchungen an einer Klarinette. V. Aschoff. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 2, S. 77—93.

The acoustics of musical pipes. K. V. Struve. J. techn. Physik 6 (1936), Nr. 8, S. 1363—1373.

Standing sound waves in the Boehm flute measured by the hot-wire probe. R. W. Young & D. H. Loughridge. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 178—189.

Über Resonanzeigenschaften von Streichinstrumenten. H. Backhaus. Akust. Z. 1 (1936), S. 179—184; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 573—578.

The influence of intensity on the pitch of violin and 'cello tones. D. Lewis & M. Cowan. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 20—22.

New stringed instruments. D. Raisky. C. R. Acad. Sci., Paris 203 (1936), S. 1137—1138.

On the theory of violin strings. A. A. Witt. J. techn. Physik 6 (1936), Nr. 9, S. 1459—1479.

Untersuchungen über Einschwingvorgänge an Orgelpfeifen. F. Trendelenburg. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 578—580.

Klangeinsätze an der Orgel. F. Trendelenburg, E. Thienhaus, E. Franz. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 2, S. 59—76.

Aluminium bells. H. N. Holmes. Nature, London 137 (1936), Nr. 3470, S. 745.

17. Elektrische Musik

Elektromusik im Rundfunk. F. Trautwein. Arch. Funkrecht 9 (1936), Nr. 6, 7, S. 174—176, 213—216.

Electronic music and instruments. B. G. Miessner. Proc. Instn. Radio Engr. 24 (1936), Nr. 11, S. 1427—1463.

Neues elektrisches Musikinstrument (Apparat von Winckelmann). Funk 1936, Nr. 22, S. 711.

Das Förster-Elektrochord. O. Vierling. Z. VDI 80 (1936), Nr. 35, S. 1069—1074.

Dispositivo elettrodinamico applicabile ad istrumenti musicali ad arco. Violino elettrodinamico.

G. Giulietti. Rend. Lomb. (2) 69 (1936), Nr. 1—5, S. 219—223; Elettrotecn. 23 (1936), Nr. 18, S. 567.

Electronic music. Single note instruments. The Trautonium and Theremin. Electrician 117 (1936), Nr. 3056, S. 791—792.

Electronic music. The unit organ. Electrician 118 (1936), Nr. 3057, S. 13—14.

Absolute Musik durch gezeichnete Tonschrift. Kinotechn. 18 (1936), Nr. 11, S. 184—186 (nach Solev. Amer. Cinemat. Apr. 1936).

Das Magnetron-Instrument, eine neue vielstimmige Tonradorgel. Funk 1936, S. 195.

The Hammond organ. J. Barrett. Nature, London 138 (1936), S. 297.

Edwin Welte schuf die ideale Orgel. Funkschau 1936, Nr. 48, S. 377—378.

Licht wird Orgelton. Sendung 13 (1936), Nr. 39, S. 1150—1151; Rdsch. Techn. Arbeit 1936, Nr. 46, S. 2.

Die Lichttonorgel von Edwin Welte. W. Lottermoser. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 193—194.

Eine Glimmlampen-Orgel. O. Vierling. Dralowid-Nachr. 10 (1936), Nr. 4, S. 67—68.

Die Welte-Lichtton-Orgel. E. Klein. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 11, S. 437—438; Funk 1936, Nr. 21, S. 666—667.

18. Ultraschall

Supersonic waves. Engineer 162 (1936), S. 145—146.

Diffraction de la lumière par les ultra-sons. R. Extermann & G. Wannier. Helv. phys. Acta 9 (1936), Nr. 7, S. 520—532.

The influence of ultrasonic waves on gels. H. Freundlich u. K. Söllner. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), Nr. 6, S. 966—970.

Einwirkung von Schall und Ultraschall auf Aerosole E. Hiedemann. Chem.-Ztg. 60, Nr. 83, S. 844.

Ultraschallwellen. E. Hiedemann. Stahl u. Eisen 56 (1936), Nr. 21, S. 600—603.

Verfahren und Ergebnisse der Ultraschallforschung. E. Hiedemann. Z. VDI 80 (1936), S. 581.

Ultraschallstroboskope. E. Hiedemann u. K. H. Hoesch. Z. Physik 102 (1936), Nr. 3/4, S. 253 bis 258.

Zur Theorie der Lichtbeugung an fortschreitenden Ultraschallwellen. E. Hiedemann u. E. Schreuer. Z. Physik 99 (1936), Nr. 5/6, S. 363—368.

Sur la diffraction de la lumière par les ondes ultrasonores. R. Lucas. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), Nr. 13, S. 1165—1166.

Photometrische Untersuchungen der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und Gasen. W. Korff. Physik. Z. 37 (1936), Nr. 20, S. 708 bis 720; Verh. dtsch. physik. Ges. (3) 17 (1936), Nr. 1, S. 7—8.

Über Ultraschall-Oberflächenwellen und ihren optischen Nachweis. H. Ludloff. Akust. Z. 1 (1936), S. 124—128; Physik. Z. 37 (1936), Nr. 14, S. 524; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 518 bis 522.

La loi du noircissement des plaques photographiques par les ultrasons. N. Marinesco. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), Nr. 9, S. 757—759.

Ultra-Schallwellen im Dienste der Meereskunde. A. Mainka. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 4, S. 143 bis 147.

Über die Ultraschallabsorption in Flüssigkeiten und über einige damit zusammenhängende optische Erscheinungen. L. Mandelstam & M. Leontowitsch. C. R. Warschau (N. S.) 1936, Nr. 3, S. 111—114.

Réactions photochimiques et réactions explosives provoquées par les ultrasons. M. Marinesco. J. Chim. physique 33 (1936), Nr. 1, S. 99—100.

Strom, Durchschlag und Ultraschall in dielektrischen Flüssigkeiten. W. Meyer. Z. Physik 102 (1936), Nr. 5/6, S. 279—304.

The visibility of ultrasonic waves and its periodic variations. N. S. Nagendra Nath. Proc. Indian Acad. 4 (1936), Nr. 3, S. 262—274.

Über eine neue Sichtbarmachungsmethode stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten. O. Nomoto. Proc. physic.-math. Soc. Japan (3) 18 (1936), Nr. 8, S. 402—424.

Visibility of ultrasonic waves in liquids. S. Parthasarathy & N. S. N. Nath. Indian Acad. Sci., Proc. 4 A (1936), S. 555—561.

Ultrasonic velocities in organic liquids. S. Parthasarathy. Indian Acad. Sci., Proc. 4 A (1936), S. 59—63, 213—215, 285—289, 482—486, 519—522.

Diffraction of light by ultrasonic waves. S. Parthasarathy. Indian Acad. Sci., Proc. 3 (1936), S. 442—447, 594—606.

Visibility of ultrasonic waves in liquids. S. Parthasarathy. Current Sci. 5 (1936), Nr. 3, S. 136.

On the propagation of a supersonic politary wave. Oyama. J. Inst. electr. Engr. Japan 1936, S. 743-746.

Experiments on coagulation by supersonic vibrations. R. C. Parker. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), Nr. 184, S. 1115—1119.

Visibility of ultrasonic waves. P. R. Pisharoty. Indian Acad. Sci., Proc. 4 A (1936), S. 27—36.

Propriétés des colloides métalliques obtenus par les ultrasons. M. Reggiani. J. Chim. physique 33 (1936), Nr. 2, S. 188.

Le paradoxe de d'Alemberg aux vitesses supersoniques. D. Riabouchinsky. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), S. 1887—1889.

La diffraction de la lumière par les ultra-sons. S. Rytov. C. R. Moskau (N. S.) 1936 (2), S. 151 bis 156, 229—233.

Diffraction of light by ultra-sonic waves. F. H. Sanders. Nature, London 138 (1936), Nr. 3485, S. 285.

Ultraschall und chemische Forschung. G. Schmid. Angew. Chem. 49 (1936), S. 117—127.

Metallforschung mit Ultraschall. H. J. Seemann. Metallwirtsch. 15 (1936), Nr. 46, S. 1067—1069.

The mechanism of coagulation by ultra-sonic waves. K. Söllner & C. Bondy. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), Nr. 4, S. 616—623.

Formation of fogs by ultrasonic waves. K. Söllner. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), S. 1532—1536.

Visible cavitation caused by ultrasonic waves. L. Söllner. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), S. 1537—1539.

Die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten v. Ultraschall in Flüssigkeiten. C. Sörensen. Ann. Physik (5) 27 (1936), Nr. 1, S. 70—74.

Sur l'influence des ondes ultra-soniques sur les réactions chimiques. S. Sokolow. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 2, S. 176—182.

Schalldispersion und Stereochemie des Stickstoffatoms. O. Steil. Z. physik. Chem. B 31 (1936), Nr. 5, S. 343—360.

Théorie mathématique de la diffraction de la lumière par les ultra-sons. G. Wannier & R. Extermann. Helv. phys. Acta 9 (1936), Nr. 5, S. 337—339.

Differential susceptibility of living organisms to supersonic vibrations. F. J. Wiercinski & C. M. Child. Science (N. S.) 83 (1936), Nr. 2164, S. 604—605.

An effect of ultrasonic radiation on electrodeposits. W. T. Young & H. Kersten. J. chem. Physics 4 (1936), Nr. 7, S. 426—427.

Diffraction of light by ultra-sonic waves. C. R. Extermann. Nature, London 138 (1936), S. 843.

Theoretisches zur Lichtbeugung an Ultraschallwellen. E. David. Verh. dtsch. physik. Ges. (3) 17 (1936), Nr. 1, S. 8.

Velocities of ultra-sonic sounds. E. F. Burton, A. Pitt & D. W. R. McKinley. Nature, London 137 (1936), Nr. 3469, S. 707—709.

Action of ultrasonic waves in suspensions. F. J. Burger & K. Söllner. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), S. 1598—1603.

Quantitative experiments on emulsification by ultrasonic waves. C. Bondy & K. Söllner. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), Nr. 3, S. 556—567.

Hochfrequente Schwingungen und Ultraschall. L. Bergmann. Forschg. u. Fortschr. 12 (1936), Nr. 31, S. 394—396.

Neuere Probleme auf dem Gebiete des Ultraschalls. L. Bergmann. Akust. Z. 1 (1936), S. 118—124; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 10, S. 512—518.

Die Debye-Sears-Beugungserscheinung u. die Energiebilanz bei Erzeugung von Ultraschallwellen. H. Becker. Ann. Physik 25 (1936), Nr. 4, S. 373—384.

Eine fast trägheitslose Lichtsteuerung mittels Ultraschallwellen. H. E. R. Becker. Hochfr. Elektroakust. 48 (1936), Nr. 3, S. 89—91.

Sur la variation avec la température de l'absorption des ondes ultrasonores par les liquides. E. Baumgardt. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), Nr. 3, S. 203—204.

Stroboscopic phenomena on passing light through two supersonic waves. R. Bär. Helv. Phys. Acta 9 (1936), S. 678.

Über den Nachweis der Chladni-Figuren schwingender Piezoquarze mit Hilfe der Lichtbeugung an Ultraschallwellen. R. Baer. Helv. Phys. Acta 9 (1936), Nr. 7, S. 617—625.

Über die Lichtbeugung d. Ultraschallwellen in Luft. R. Baer. Helv. phys. Acta 9 (1936), Nr. 5, S. 367—371.

Über Versuche zur Theorie von Raman und Nagendra Nath über die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen. R. Baer. Helv. phys. Acta 9 (1936), Nr. 4, S. 265—284.

The coagulation of smoke by supersonic vibrations. E. N. da C. Andrade. Trans. Faraday Soc. 32 (1936), Nr. 8, S. 1111—1115.

Ultrasomic relocities in liquid mixtures. E. Lübecke, S. Parthasarathy. Proc. Indian Acad. 3 (1936), S. 297.

Theory of sound dispersion. L. Landau, E. Teller. Phys. Z. Sowjetunion 10 (1936), S. 34—43, Nr. 1.

The aggregation of suspended particles in gases by sonic and supersonic waves, O. Brandt, E. Hiedemann. Trans. Faraday. Soc. 32 (1936), S. 1101—1110, Nr. 8.

Sur l'existence d'une diffusion des ondes ultrasonores dans les liquides. P. Biquard. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), Nr. 2, S. 117—119; Ann. Physique 6 (1936), S. 195—304.

Absorption des ultra-sons dans les liquides. J. Claeys, J. Errera & H. Sack. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), Nr. 18, S. 1493—1494.

Diffraction de la lumière par les ondes ultrasonores. C. V. Raman & N. S. N. Nath. Nature, Paris 138 (1936), S. 616.

The emission of visible light from pure liquids during acoustic excitation. Physic. Rev. (2) 49 (1936), S. 881.

The diffraction of light by high frequency sound waves. V. General considerations. Oblique incidence and amplitude changes. Proc. Indian Acad. 3 (1936), Nr. 5, S. 459–465; Nature, London 138 (1936), S. 616.

Diffraction of light by h. f. sound waves: generalised theory. N. S. N. Nath. Indian Acad. Sci., Proc. 4 A (1936), S. 222—242.

Absorptions-, Geschwindigkeits- und Entgasungsmessungen im Ultraschallgebiet. Ch. Sörensen. Ann. Physik (5) 26 (1936), Nr. 2, S. 121—137.

Mechanical vibrations at radio-frequencies. R. C. Colwell and L. R. Hill. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 60—61.

Resonance curves for a quartz oscillator immersed in liquids. Proc. Indian Acad. A 3 (1936), Nr. 6, S. 544—553.

NACHRICHTEN

Der 13. Deutsche Physiker- und Mathematikertag.

Der diesjährige Deutsche Physiker- und Mathematikertag fand in der Zeit vom 19. bis zum 24. September in Bad Kreuznach statt. Auf der Tagesordnung standen als Hauptthemen die physikalischen Meß- und Regelverfahren der Technik und die Kernphysik. Im Rahmen dieser Mitteilung soll nur auf die dem Leserkreis dieser Zeitschrift bemerkenswerten Vorträge eingegangen werden.

Zum Thema „Physikalische Meßverfahren der Technik" hielten P. GMELIN (Mannheim) und R. WITTE (Ludwigshafen) die zusammenfassenden Vorträge. Diese wie auch die folgenden Einzelvorträge bezogen sich in erster Linie auf die physikalischen Meßverfahren in chemischen Betrieben. — J. KRÖNERT (Berlin-Siemensstadt) sprach zusammenfassend über Grundbegriffe und Probleme der Betriebsregelung, wobei er auf die ständig steigende Zahl der Aufgaben und die bei deren Lösung auftretenden Probleme einging, wie z. B. die Vermeidung von Pendelungen, die selbsttätige Überwachung des Regelvorganges und die Anpassung der Empfindlichkeit, Genauigkeit und Geschwindigkeit der Regelung an den besonderen Zweck. W. HORT (Berlin) gab einen historischen Überblick über die Entwicklung der mathematischen Hilfsmittel der Regeltechnik. Die ersten Anfänge einer selbsttätigen Regelung findet man in Mühlenbetrieben und bei Uhrwerken astronomischer Fernrohre. Die Hauptbeiträge zur Entwicklung der Theorie der Regler lieferten MAXWELL, WYSCHNEGRADSKI und STODOLA, HURWITZ und KAUFMANN (Stabilitätsbedingungen). Das vorhandene mathematische Rüstzeug ist für alle heute praktisch vorkommenden Fälle ausreichend. Zum Schluß zeigte der Vortragende die Ergebnisse eigener Versuche zur Prüfung der Theorie. — Moderne Röhrenregler hoher Empfindlichkeit behandelte W. JAKOBI (Berlin). Sie haben gegenüber den mechanischen Reglern den Vorteil hoher Regelgeschwindigkeit, -stetigkeit, -genauigkeit und geringer Steuerleistung. Daraus ergeben sich auch ihre Anwendungsgebiete. Röhrenregler sind leicht zu überwachen (der gesamte Verschleiß tritt praktisch nur in der Röhre auf). Der Vortragende führte als Beispiele u. a. an die Temperaturreglung in elektrischen Öfen, die Spannungsregelung beim elektrischen Schweißen und die Regelung der Geschwindigkeit bei Schleppversuchen (Änderung des Scheinwiderstandes von Drosseln durch Änderung der Vormagnetisierung mit Hilfe der Röhre). — H. KÖNIG (Berlin) befaßte sich mit den Maßnahmen zur Verhinderung von Schwingungen empfindlicher Regelanordnungen. Die Neigung zum Schwingen steigt mit der Regelgenauigkeit und der Regelgeschwindigkeit. Bei richtiger Wahl der Phasenverhältnisse in der Regleranordnung und bei richtigem Einsatz der Rückführung lassen sich relativ hohe Genauigkeiten erreichen. — H. BRIEBRECHER (Berlin) sprach über die Anwendungsmöglichkeiten der Photozelle in Regleranordnungen (Anwendungsgebiete: Temperatur-, Spannungs-, Druck-, Drehzahl-Regelung, Photozelle an Stelle des Meßorgans). Die schwachen Ströme der Photozelle vermögen bei Verwendung von Thyratron-Röhren Steuerleistungen von mehreren Kilowatt zu schalten.

Unter den Einzelvorträgen allgemeinen Inhalts des zweiten Tages, der der technischen Physik gewidmet war, sind die folgenden von besonderem akustischen Interesse.

P. KOTOWSKI (Berlin) sprach über die günstigste Bandbreite drahtloser Telegraphieverbindungen. Die Prüfung des Hörempfangs drahtloser Telegramme bei verschiedener Bandbreite und eingeblendeter atmosphärischer Störung (Schallplatte) ergibt die kleinsten Übertragungsfehler bei einer Bandbreite von etwa 6 Hz; die einzelnen Morsezeichen sind dann noch genügend gut trennbar, die Störung ist nur schwach wahrnehmbar. Wegen der nicht ausreichenden Konstanz der Sender kann diese optimale Bandbreite von nur 6 Hz technisch noch nicht ausgenutzt werden. — H. ILLGEN (Dresden) trug zusammenfassend über neuere Anwendungen des piezoelektrischen Meßverfahrens in der Ballistik vor. Mit Hilfe eines am Gewehrlauf bzw. an der Kartusche geeignet angebrachten Quarzempfängers mit anschließendem Gleichstromverstärker werden die innerballistischen Druckverläufe bei der Pulververbrennung in Handfeuerwaffen und Geschützen oszillographiert. Das piezoelektrische Verfahren wird auch bei Druckmessungen außerhalb der Waffe angewandt, z. B. wird mit Hilfe eines am Gewehrkolben angebrachten Quarzes die Abbremsung des Rückstoßes der Waffe an der Schulter des Schützen beobachtet. — H. SCHARDIN (Berlin-Gatow) berichtete über gemeinsam mit W. STRUTH erzielte neuere Ergebnisse auf dem Gebiete der Funkenkinematographie für höchste Bildzahlen. Das von CRANZ und SCHARDIN entwickelte Verfahren (Z. Physik 56 (1929), S. 147) ist so ausgebaut worden, daß es jetzt möglich ist, mechanische Vorgänge von rd. 10^{-4} sec Ablaufdauer im Lauffilm wiederzugeben. Starke allgemeine Beachtung fand der von SCHARDIN vorgeführte Film, der ballistische Vorgänge (Beschuß von Drähten, Panzerplatten, flüssigen und plastischen Medien usw., aufgenommen

mit einer Bildzahl von der Größenordnung 10^6 sec^{-1}) und die durch sie ausgelösten Ausbreitungsvorgänge mit großer Deutlichkeit zeigte. Beispielsweise waren die Intensitäten bei Anregung von Longitudinalschwingungen einer dicken Panzerplatte durch den Schuß so groß, daß die vor und hinter der Platte abgestrahlten Ultraschallwellen in Luft unmittelbar im Film sichtbar wurden; die Überschneidung der Wellen verschiedener Ausbreitungsgeschwindigkeit vor der Mündung eines Gewehrlaufes nach dem Geschoßaustritt konnte deutlich verfolgt werden. — Mit den Klangübergängen bei der Orgel befaßte sich der Vortrag von F. Trendelenburg, E. Thienhaus und E. Franz (Berlin) (gehalten von Trendelenburg)[1]). An Hand von Oktavsieboszillogrammen und Schallplattenaufnahmen werden die verschiedenartigen Klangeinsätze und -übergänge einiger Orgelregister demonstriert. Es wird u. a. gezeigt, daß gedackte Register oft einen blasenden Vorläufer zeigen, der bei schnellen Passagen sehr überwiegt. Die an der Schnitger-Orgel der Eosander-Kapelle im Charlottenburger Schloß gefundenen Ergebnisse werden bestätigt an anderen wertvollen alten Orgeln, insbesondere zeigt die kleine Orgel der Jakobi-Kirche in Lübeck die gleichen markanten Toneinsatzvorläufer wie die der Eosander-Kapelle. Die Verf. kommen zu dem Schluß, daß die Orgelbauer bewußt eine große Mannigfaltigkeit der charakteristischen Klangeinsätze zur Belebung des Orgelspiels angestrebt haben, die durch einen großen Klangfarbenreichtum allein nicht zu erreichen ist. Die Frage Ton- oder Registerkanzelle wird zugunsten der ersten entschieden; die Registerkanzelle, bei der die Windkammer unter Dauerdruck steht, gibt einen zu plötzlichen, unbelebten Klangeinsatz. Von Bedeutung für die Klangübergänge ist die Raumakustik der Kirche (Beschleunigung des periodischen Aufbaus der Wirbelfolge bei wiederholtem Anblasen der Pfeife infolge der Einwirkung des Nachhalls; deutliche Übergangsschwebungen in den tiefen Tonlagen). Der Fortschritt der vorliegenden Untersuchungen ist darin zu erblicken, daß sie das Wesen des Orgelklanges nicht im Laboratorium, sondern in der Kirche beim praktischen Spiel gewissermaßen am lebenden Objekt zu ergründen suchen. G. Buchmann, H. Oberst.

Schwingungstagung des VDI in Greifswald

Am 1. und 2. Oktober 1937 fand in Greifswald eine Schwingungstagung, die vom Verein Deutscher Ingenieure vorzüglich vorbereitet worden war, statt.

[1]) Die ausführliche Arbeit erscheint in einem der nächsten Hefte der A. Z.

Nach der Begrüßung durch den Obmann des VDI-Schwingungsausschusses Prof. Dr. W. Hort, eröffnete Prof. Dr. F. Krüger, Greifswald, die Tagung mit einem Vortrage über Schwingungserzeugung durch Wirbelbildung (mit Vorführung von Zeitlupenaufnahmen). Weiter sprachen über Bodenmechanik und Verwandtes: G. Angenheister (Bodenschwingungen bei stoß- und sinusförmiger Anregung), A. Ramspeck (Baugrunduntersuchung mittels künstlich erregter Bodenschwingungen), G. A. Schulze (Interferenzen und Schwebungen der Bodenschwingungen bei sinusförmigen Anregung), Köhler (Untersuchungen über freie und erzwungene Schwingungen großer Eisenrahmenbauten); über Eisenbahntechnik und Baustoffmechanik: Krabbe (Neuere Ergebnisse der Versuchsforschung auf dem Gebiete der Schwingungsmeßtechnik bei Eisenbahnbrücken (mit Lichtbildern), Kühnel (Riffelbildung bei Schienen, ein Schwingungsproblem), Kahnt (Kerb-Empfindlichkeit, Verfestigung und Dämpfung von Stählen bei Drehschwingungsbeanspruchung); über Kopplungstheorie: Th. Pöschl (Über ein neues Verfahren zur Ermittlung der Eigenfrequenzen von Wellen ohne und mit Zusatzmassen und Untersuchung des Einflusses von Dämpfern auf die Lage dieser Eigenfrequenzen), Weigand (Untersuchung über die günstigsten Verhältnisse bei angekoppelten Schwingungssystemen), Baumann (Räumliche Resonanzkurven dämpfungsgekoppelter Systeme auf Grund der Rungeschen Methode); über Schiffbau und Maschinenbau: H. Hort (Schiffsstabilisierung mit Lichtbildern und Filmvorführung), E. Lübcke (Rattererscheinungen beim Einschalten von Einphasen-Wechelstrom-Motoren), Jos. Geiger (Über die Isolierung von Maschinen durch elastische Unterlagen unter Berücksichtigung der Dämpfung).

Ein Eingehen auf den Inhalt der zum großen Teil recht interessanten Vorträge ist hier aus Platzmangel nicht möglich. Der VDI ist jedoch gern bereit, Vortragsauszüge auf Anforderung zur Verfügung zu stellen.

Die Tagung war mit 90 Teilnehmern, darunter auch zahlreichen Vertretern der Hochschulen und Universitäten, sehr gut besucht.

Die Aufnahme durch die Greifswalder Herrn, insbesondere durch Herrn Prof. Dr. F. Krüger, in dessen Institut die Vorträge stattfanden, war eine überaus herzliche. Auch den geselligen Veranstaltungen, einer Fahrt nach Stralsund mit Besichtigung des Rügendammes und der Stadt und einer Fahrt nach Stubbenkammer, war ein voller Erfolg beschieden.

Grützmacher.

Verantwortlicher Schriftleiter: Reg.-Rat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine, G. m. b. H. Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany